

PÉCSI TUDOMÁNYEGYETEM

Fizika Doktori Iskola

Nemlineáris optika és spektroszkópia program

Nanométeres relativisztikus elektroncsomó létrehozása lézeres energia modulációval

PhD értekezés

Tibai Zoltán

Témavezetők:

Dr. Hebling János
egyetemi tanár

Dr. Almási Gábor
egyetemi docens



PÉCS, 2016.

TARTALOMJEGYZÉK

I.	Tudományos előzmények	4
1	Bevezetés	4
2	Irodalmi áttekintés	7
2.1	Szabadelektron lézerek	10
2.1.1	Szabadelektron lézer oszcillátor	11
2.1.2	Önerősített spontán emisszió	12
2.1.3	Magimpulzust erősítő szabadelektron lézerek	14
2.2	Inverz szabadelektron lézerek	17
3	Elméleti ismeretek	20
3.1	Lézer és relativisztikus elektron kölcsönhatása undulátor terében	20
3.2	Elektronnyaláb-manipuláció	26
3.2.1	Egy modulátor és egy chicane kombinációja	28
3.2.2	Két modulátor és egy chicane kombinációja	31
3.2.3	Két modulátor és két chicane kombinációs elrendezése	33
4	Izolált attoszekundumos sugárzás előállítása	36
5	Szoftverek	40
5.1	Start-to-End szimulációk	40
5.2	General Particle Tracer	42
5.3	Elektroncsomósítás (electron bunching)	44
II.	Célkitűzések	45
III.	Tudományos eredmények	46
6	Ultrarövid elektroncsomag előállítása	46
6.1	Undulátor	51
6.2	Elektroncsomag	56
6.3	Moduláló lézer	59

7	Stabil vivő-burkoló fázisú attoszekundumos impulzus előállítása	67
8	Lézerrel gyorsított elektronok használata	74
IV.	Összefoglalás.....	80
i.	Tézispontok	80
V.	Summary	83
i.	Preliminaries and objects	83
ii.	Methods.....	85
iii.	New scientific achievements	85
VI.	Saját publikációk	89
i.	Az értekezéshez kapcsolódó saját publikációk	89
a)	Referált folyóiratban megjelent publikációk	89
b)	Előadások.....	90
c)	Poszterek.....	91
ii.	Egyéb publikációk.....	93
a)	Referált folyóiratban megjelent publikációk	93
b)	Előadások.....	93
c)	Poszterek.....	94
	Függelék	95
	Irodalomjegyzék.....	96

I. TUDOMÁNYOS ELŐZMÉNYEK

1 BEVEZETÉS

Az elektrongyorsítók által generált nagy energiájú elektronokat szinkrotron sugárforrásokban és szabadelektron lézerekben használják fel. Ezek a különleges fényforrások jelentős szereppel bírnak több tudományág, többek között a biológia [1], a kémia [2] és a fizika területén.

A szinkrotron sugárzás felfedezése óta [3] a gyorsítókon alapuló fényforrások fejlődése és a keletkező sugárzás fényessége¹ a nulladik generációtól egészen a harmadik-negyedik generációs fényforrásokig exponenciálisan növekedett az elmúlt hatvan év során [4]. Mai napig a legelterjedtebbek a főleg az 1990-es években épülő harmadik generációs szinkrotronok, melyek széles spektrális tartományban állítanak elő sugárzást [5]. A negyedik generációs szabadelektron lézerek (FEL, Free Electron Laser) mind sugárzásuk intenzitásában, mind az impulzusok rövidegében messze felülmúlják a szinkrotronokat, amivel az előállított sugárzás hullámhossza a mikrohullámtól egészen az angström nagyságrendig terjedhet [6]. Az elmúlt két évtized új, forradalmi eredményei a negyedik generációs fényforrások, vagy más néven a röntgen szabadelektron lézerek (XFEL, X-ray Free Electron Laser), amelyek egy új területet hoztak létre a tudomány világában [7].

A gyorsítókkal foglalkozó tudományág területén a technológiai fejlődésnek köszönhetően nagy előrelépés történt az elmúlt 20 év során, mely hatására a keletkező fényforrások tulajdonságai jelentősen javultak. Ehhez nagy mértékben hozzájárult a lézerfizika fejlődése is, ugyanis lézereket használva elektronmanipuláció érhető el. A lézer

¹ Az angol *brilliance* szóból, mértékegysége: $\text{foton / s / (mrad}^2 \cdot \text{mm}^2 \cdot 0,1\% \text{ sávszélesség)}$.

alapú manipuláció lehetővé teszi az elektroncsomagban lévő elektronok eloszlásának módosítását a fázistérben, annak érdekében, hogy megfeleljen a különböző speciális alkalmazások által megkívánt követelményeknek, mint például a longitudinális koherencia javítása, az impulzus rövidítése vagy az elektrongyorsítás hatékonyságának növelése.

Az elektronmanipuláció egyik fő alkalmazási területe a femtoszekundumos impulzusok előállítása az extrém ultraibolya [8] és a röntgen tartományon [9]. Elméleti számításokra alapozva többen javaslatot tettek az ennél is rövidebb, attoszekundumos impulzusok előállítására [10]. A javasolt technikák nagy előnye az, hogy az ultrarövid impulzusok energiája μJ nagyságrendű [11], ami az attoszekundumos tartományba eső impulzusok között nagyon impozánsnak számít, és több nagyságrenddel meghaladja a más technikákkal, mint például a magas harmonikus keltéssel (HHG, High Harmonic Generation [12]) előállított impulzusok energiáját. Hátránya azonban, hogy a sugárzás időbeli alakja és a sugárzás vivő-burkoló fázisa sztochasztikus, ami sok alkalmazási területen hátrányt jelenthet.

2014-ben ennek a problémának egy lehetséges megoldására tettünk javaslatot Dr. Hebling Jánossal és Tóth Györggyel, aminek segítségével vivő-burkoló fáziskontrollált attoszekundumos impulzusokat lehet előállítani az extrém ultraviola tartományon [13]. A modell két fő részből áll. Az első az ultravékony elektroncsomó előállítás, mely lézeres elektron manipulációval állítható elő, míg a második rész a koherens undulátor sugárzás.

Ebben a dolgozatban az ultravékony elektroncsomó előállításával, valamint annak numerikus szimuláción alapuló optimalizálásával foglalkozom. Vizsgálom továbbá az elektroncsomót előállító elemek paramétereinek szerepét és azok hatásának mértékét a csomó tulajdonságaira nézve.

Dolgozatom felépítése a következő: A 2. fejezetben ismertetem a szabadelektron lézereket és az inverz szabadelektron lézereket. A 3. fejezetben az elektronmanipuláció megértéséhez szükséges legfontosabb elméleteket, valamint a manipuláció főbb típusait és

azok alkalmazásait mutatom be. A következő fejezetben az attoszekundumos impulzusok előállítására tett javaslatokat foglalom össze. Az 5. fejezetben a szabadelektron lézereknél alkalmazott szoftvereket ismertetem, részletesen kitérve a munkám során általam használtakra is.

A célok megfogalmazása után a saját tudományos eredményeim ismertetése következik. A 6. fejezetben a manipulációhoz szükséges főbb paramétereket vizsgálom. A 7. fejezetben az ultravékony elektroncsomóval előállítható vivő-burkoló fáziskontrollált attoszekundumos impulzus generálásának folyamatát mutatom be. A 8. fejezetben tárgyalom a lézerrel gyorsított elektronok használatának lehetőségét. Végül összefoglalom a kapott eredményeket, majd ismertetem a tézispontokat.

2 IRODALMI ÁTTEKINTÉS

A kezdetleges szinkrotronokban vagy tárológyűrűkben a hajlító mágnesek segítségével állandó körpályán tartott relativisztikus részecskék által kibocsátott elektromágneses sugárzást használták fel. A mágnes hatására a nagy energiájú elektron mozgásiránya megváltozik, vagyis gyorsul, aminek következtében sugárzást emittál a körpályára érintőleges irányban [14] (1. ábra). Az elektroncsomóban elhelyezkedő elektronok sugárzása nem összehangolt, ezért a sugárzás inkoherens [15].

Ezzel szemben a modern fényforrásoknál, a relativisztikus elektroncsomag sztatikus, periodikus mágnes sorozaton azaz (paramétertől függően) undulátoron/wiggler-en repül keresztül, ahol intenzív sugárzás keletkezik, míg ő maga veszít az energiájából. Az elektronok a mágnesek között hullámzó, szinuszos pályán mozognak, ahol a pálya több gyorsulási szakaszán keletkező sugárzás együttese használható. A keletkezett sugárzás nyalábszerűen, kis divergenciával terjed kis sáv szélességgel, és keskeny sugárzási kúpba koncentrálnak. A mágnesek és az általuk létrehozott mező az úgynevezett K undulátor paraméterrel jellemezhető, mely

$$K = 0,934 \cdot \lambda_u [\text{cm}] \cdot B_0 [\text{T}], \quad (1)$$

ahol λ_u az undulátor periódushossza, míg B_0 a mágneses mező nagysága.

Amennyiben K nagysága nagyobb 1-nél, akkor wiggler-ről beszélünk, amennyiben kisebb, akkor undulátorról, (1. ábra). Wiggler esetében a sugárzási kúp hajlásszöge $1/\gamma$ nyílásszögnél nagyobb, ahol

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (2)$$

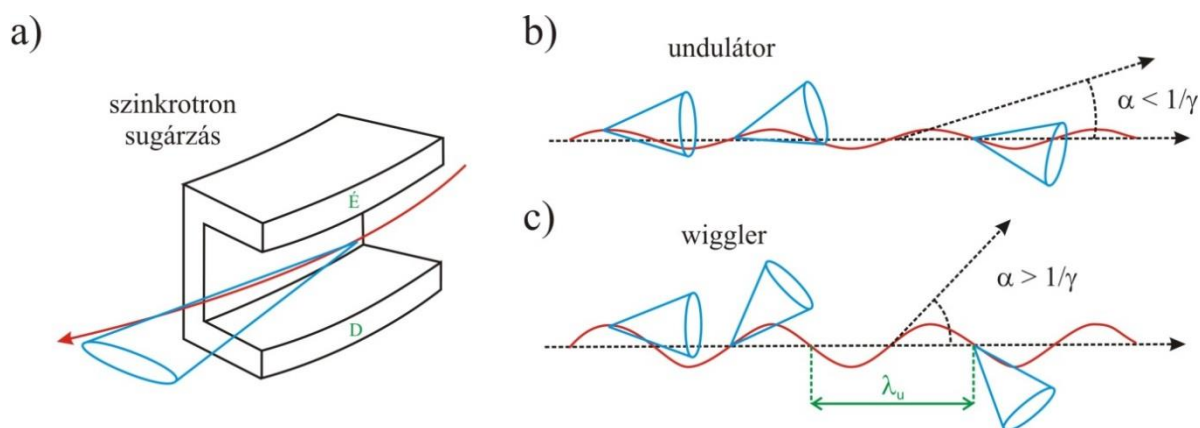
a relativisztikus faktor. A sugárzási kúpok, amik a pálya különböző szakaszain keletkeznek, nem fednek át folyamatosan, ami inkoherenciát eredményez. Undulátor esetében viszont ezek

a kúpok átfednek egymással (1. ábra), aminek következményeként a sugárzás intenzitása négyzetesen növekszik a periódusszámmal.

A keletkező sugárzás hullámhossza

$$\lambda_{rad} = \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2 \right), \quad (3)$$

ahol θ a megfigyelési szög, míg n egy páratlan valós szám. n megadja, hogy alap-, vagy felharmonikus sugárzást tekintünk-e. A gyakorlatban a keltett sugárzás hullámhosszának módosítása az undulátor mágneses mezejének megváltoztatásával történik. Ez többféleképpen is megvalósítható. Permanens mágnesek használata esetén a mágnesek közötti távolságot (angolul *gap*-et), elektromágneses undulátor esetén pedig az áramerősséget módosítják.



1. ábra Wiggler és undulátor sugárzási kúpjai [16].

Az undulátorok és wiggler-ek használata a harmadik generációs szinkrotronoknál² és a negyedik generációs szabadelektron lézerekénél lett fontos alkotóeleme a sugárzáskeltésnek.

Az undulátor sugárzása a rajta keresztülhaladó relativisztikus elektronnyalámban levő N_e számú elektron által kibocsátott sugárzás szuperpozíciója. Ez a szuperpozíció három paramétertől függ: a sugárzás hullámhosszától, az elektroncsomag hosszától és az elektronok longitudinális eloszlásától [17]. Az elektronok az elektroncsomagban való elhelyezkedésüktől

² A fényforrásokat tekintve az első generációs szinkrotronok csak úgynevezett parazita üzemmódban működtek, ellenben a második generációs szinkrotronok már tartalmaztak néhány undulátort az 1980-as években. A harmadik generációs szinkrotronoknál az elektronok tulajdonságait továbbfejlesztették és javították, továbbá több egyenes szakaszon undulátorokat és wiggler-eket használtak sugárzáskeltésre.

függően különböző pillanatban érkeznek be az undulátorba, aminek következtében a keltett sugárzásuk egymáshoz viszonyítva fáziseltolást szenved. Elmondható, hogy a keletkezett sugárzás intenzitása függ a szuperpozíció hatékonyságától. Vizsgálva ennek fontosságát három esetet különböztetünk meg.

Az első eset, amikor az elektroncsomag sokkal rövidebb a sugárzás hullámhosszánál. Ilyenkor az elektronok által keltett sugárzások fázisai közel megegyeznek egymással, ezért úgy sugároznak, mintha egyetlen szuperrészecske sugározna N_e töltéssel, mellyel a kapott intenzitás $I \sim N_e^2$. A második eset, amikor az elektroncsomag sokkal hosszabb a sugárzás hullámhosszánál és a longitudinális eloszlása véletlenszerű. A kapott szuperpozíció eredménye hasonló az első esethez, viszont a keletkező sugárzás intenzitása csak az elektronszámmal arányos. A két eset közötti különbség igen jelentős (hiszen az elektroncsomagban levő elektronszám eléri a 10^9 - 10^{10} értéket is). Az átlagos elektroncsomag hossza milliméter, vagy több tíz mikrométer hosszú, ezért az optimálisabb első esetet, vagyis nm-hosszúságú elektroncsomagot előállítani közel lehetetlen feladat. Ebből kifolyólag a gyakorlati megoldást egy harmadik eset biztosítja, ami az első és a második eset között helyezkedik el. Az elektroncsomag hosszabb, mint a sugárzás hullámhossza, de az elektronok úgynevezett mikrocsomókba tömörülnek egymástól egy hullámhossznyi távolságra egymástól. Ebben az esetben, az egyes mikrocsomók elektronjai által keltett sugárzások fázisai közel megegyeznek, aminek köszönhetően a keletkező intenzitás az első és a második eset közé esik. A sugárzás az első esetben longitudinálisan koherens, a másodikban inkoherens [17]. A harmadik esetet természetes, illetve mesterséges folyamatként is meg lehet valósítani. A mesterséges elektronmanipuláció az undulátor és lézertér együttes hatásával érhető el.

A korábban definiált esetek kvantitatív jellemzésére vezetik be az úgynevezett bunching (csomósodási) faktort

$$B = \frac{1}{N_e} \sum_{n=1}^{N_e} \exp(2\pi i z_{0n}/\lambda), \quad (4)$$

ahol z_{0n} az elektronok kezdeti pozíciója a csomón belül és az pedig i az imaginárius egység [18]. A bunching faktor az elektronok longitudinális eloszlásának a Fourier komponense, ami arányos a longitudinális töltéssűrűséggel. Ennek következtében az előállított sugárzás arányos a bunching faktor négyzetével. Értéke az elektronok egyenletes eloszlása esetén 0, amennyiben az elektronok azonos pozícióban helyezkednek el (egymástól hullámhossznyi távolságban) értéke 1. A valóságban a bunching faktor értéke 0 és 1 közé esik, melyet analitikus és numerikus módszerekkel vizsgálnak, továbbá különböző technikákat dolgoznak ki, hogy a bunching faktor és így a keltett sugárzás intenzitása minél nagyobb legyen. Ezeket a technikákat elektronmanipulációs technikáknak nevezzük.

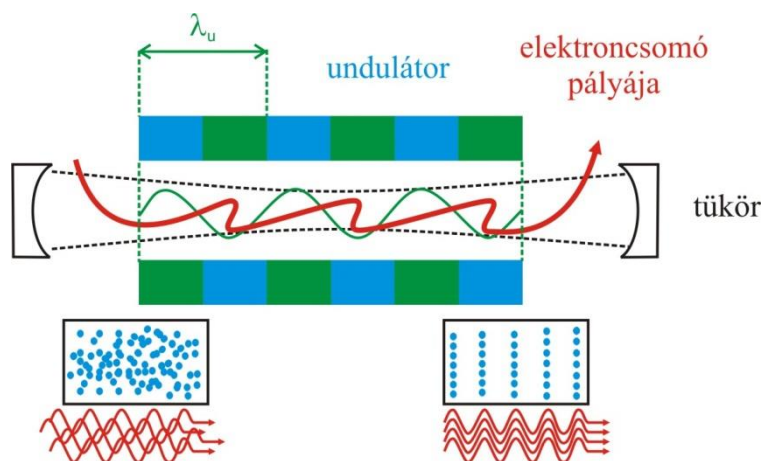
A dolgozat a lézeres elektronmanipulációra koncentrál a szabadelektron lézerek témakörében, így a következő két alfejezetben a szabadelektron lézerek és inverz szabadelektron lézerek főbb típusait mutatom be. Bemutatom továbbá, hogy melyeknél használnak manipulációs technikákat, szem előtt tartva a hullámhosszak változásának fejlődését az évek során, egészen napjainkig.

2.1 Szabadelektron lézerek

Az undulátort, mint sugárzás előállítására alkalmas eszközt, továbbá annak fizikai leírását először *J. Motz* publikálta 1951-ben [19], majd két évvel később az első kísérleti megvalósítást is elkészítette, mellyel mm-hullámhosszú sugárzást tudott előállítani néhány MeV-os energiájú elektroncsomaggal [20]. A következő nagy lépés a fizika e területén *J. Madey* nevéhez fűződik, aki 1971-ben kidolgozta és lefektette a szabadelektron lézerek alapjait és publikálta eredményét [21]. Ezt az évet tekintik a szabadelektron lézer fizika születésének.

2.1.1 Szabadelektron lézer oszcillátor

Az 1970-es években az első FEL-t *Madey* a munkatársaival együtt kezdte el építeni és fejleszteni a Stanford Egyetemen. Az előállított sugárzás hullámhossza az infravörös tartományba esett (10 és 3 μm), és a MARK-III elektrongyorsítóval előállított elektroncsomag energiája meghaladta az 50 MeV-ot [22, 23]. Ez a rendszer már tartalmazott optikai visszacsatolásra alkalmas tükröket. A FEL-eknek ezt a típusát, amely tartalmaz visszacsatolást, szabadelektron lézer oszcillátornak nevezik (2. ábra).



2. ábra Szabadelektron lézer.

A működése azon alapul, hogy egy relativisztikus elektroncsomag keresztülrepül egy undulátoron, aminek következtében sugárzás keletkezik. Az undulátort két tükörből álló rezonátorba teszik, így a keltett sugárzás visszaverődve többször is keresztülhalad az undulátoron, ahol minden egyes körbejárás során néhány százaléknnyit növekszik a teljesítmény, ezért ezt alacsony-növekedésű³ szabadelektron lézernek is szokás nevezni. A kilépő sugárzás teljesítménye a következőképpen határozható meg:

$$P_{out} = P_{in}(1 + \delta)^N \quad (5)$$

³ A szakirodalomban: low-gain.

ahol P_{in} a sugárzás bemeneti teljesítmény, δ a relatív növekedés egy körüljárás alatt és N a körüljárások száma. Megjegyezzük, hogy δ értéke csökken, amint a sugárzás megközelíti a telítődési értéket.

A szabadelektron lézereket – alkalmazási lehetőségeiket tekintve – széles körben használják, többek között az iparban [24] és a biofizikai kísérletekben [25].

Ennek a típusnak az a hátránya, hogy a tükrök rossz reflexiója gátolja a rövidebb hullámhosszú (<100 nm) sugárzás előállítását [7], viszont a tudomány fokozatos fejlődése indokolta az ilyen hullámhosszú sugárzások fejlesztését. A legrövidebb hullámhosszú, oszcillátort tartalmazó szabadelektron lézer az ELETTRA FEL Triesztben, az általa kibocsátott sugárzás hullámhossza 190 nm [26, 27].

2.1.2 Önerősített spontán emisszió

A rövidebb hullámhosszak területén az áttörés az 1980-es évek elején következett be. *R. Bonifacio* és munkatársai kidolgozták egy új módszer elméleti alapjait [28], aminek a neve önerősített spontán emisszió (SASE, Self-Amplified Spontan Emission) [29]. Ez a technika már nem tartalmaz visszacsatoló tükröket, ezért ezt a típust egy-utas⁴ szabadelektron lézernek is nevezik. A relativisztikus elektroncsomag keresztülrepül a több 10 méter hosszú undulátoron, ahol a spontán emisszió által létrehozott sugárzás modulálja az elektroncsomagban a haladás irányban előrébb elhelyezkedő elektronokat, vagyis a keltett sugárzás visszahat az elektroncsomagra. Ennek hatására az undulátor végére lokális elektrontöbblet sorozat, úgynevezett mikrocsozó sorozat alakul ki. A sugárzás hullámhosszánál rövidebb mikrocsozó létrehozásának előnye, hogy megnöveli a keltett sugárzás koherenciáját. A keletkező sugárzás intenzitása az undulátorban exponenciálisan megerősödik, míg el nem éri a telítődési értékét. Amennyiben ezt az értéket eléri, a sugárzás

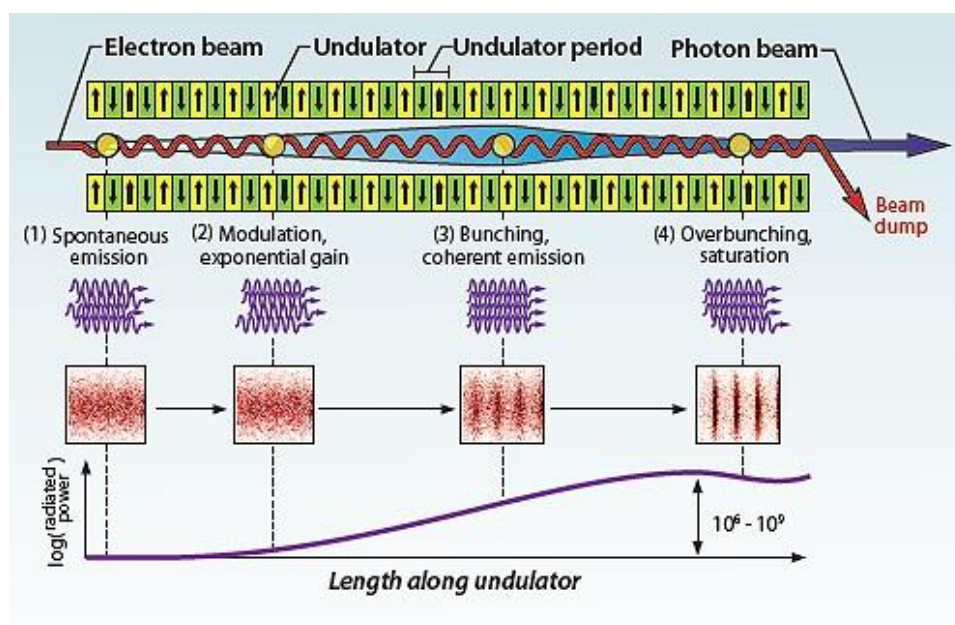
⁴ A szakirodalomban: single pass.

intenzitása nem növekedik tovább (3. ábra). Az undulátorban az intenzitás változása megközelítőleg leírható a következő egyenlettel

$$I \sim \frac{I_0}{9} \exp\left(\frac{z}{L_g}\right), \quad L_g = \frac{\lambda_u}{4\sqrt{3}\pi\rho}, \quad (6)$$

ahol L_g az erősítési hossz és a ρ -t FEL paraméternek nevezzük [28].

Az ezzel a technikával előállított koherens sugárzás időbeli hossza <1 ps, hullámhossza <150 nm és a csúcsteljesítmény GW nagyságrendű. Az első kísérleti megvalósítások a 2000-es években kezdődtek, eleinte még csak a látható és az ultraviola tartományban (385, 530 nm-en) a LEULT rendszerrel (az Argonne Nemzeti Laboratóriumban) [30].



3. ábra Önerősített spontán emisszió [31]: Az elektroncsomagban mikrosomók alakulnak ki az undulátoron való áthaladás során (1-3 állapot). A csomók hatására a keltett sugárzás intenzitása exponenciális növekedik (alsó ábra), míg el nem éri a telítődési értéket (4 állapot).

Az ennél is rövidebb hullámhosszak előállítását számos szabadelektron lézer kutatóközpont is megvalósította az elmúlt 15 évben és a mai napig folyamatban van további kutatóközpontok fejlesztése. Ilyen többek között a FLASH I [11] és a FLASH II [32] (30-4.5 nm) a DESY-ben (Deutsches Elektronen-Synchrotron,), és a SCSS Test Accelerator (40-60

nm) Japánban [33]. Angström hullámhossz tartományba eső sugárzást először a SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) gyorsítóban állították elő 2010-ben, ahol az elért hullámhossz megközelíti az 1 angströmet, az impulzus hossza <10 femtoszekundum és az energiája meghaladta az 1 mJ-t [34]. 2011 óta működik a japán röntgen szabadelektron lézer, a SACLA (SPring-8 Angstrom Compact free electron LAser) angström alatti hullámhosszal [35]. A tudomány növekvő igényére való tekintettel jelenleg is több szabadelektron lézer épül, amelyek hamarosan elérhetőek lesznek a kutatók számára: European XFEL (0.1-3 nm) [36], SwissFEL (0.1-7 nm) [37], Korean-XFEL (0.1-4.5 nm) [38].

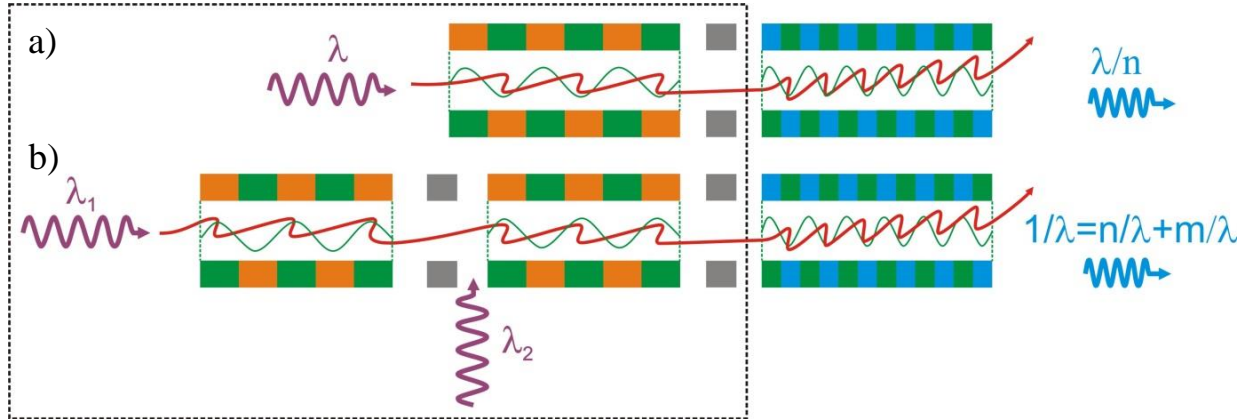
Az előállított sugárzások hullámhossza eléri az angströmet, de az előállított impulzushossz a femtoszekundumos tartományba esik, vagyis attoszekundumos impulzusokat nem tudtak kísérletileg megvalósítani. Az elméleti számolások azonban elkezdődtek az ultrarövid impulzusok (<1 fs) megvalósítására, amelyek a jövő nagy kihívásai között szerepelnek. A SASE technika közvetlenül nem használ elektronmanipulációra alkalmas undulátort, viszont az attoszekundumos impulzusok előállításához nélkülözhetetlen, ilyen technikákkal a 4. fejezetben foglalkozom részletesebben.

2.1.3 Magimpulzust erősítő szabadelektron lézerek

Annak ellenére, hogy a SASE-val előállított sugárzás teljesítménye >10 GW és a sugárzás transzverzálisan koherens, az undulátoron belül kialakuló zaj amplitúdója és fázisa limitálja a longitudinális koherenciát, aminek következtében a lövésről lövésre történő fluktuáció mind az idő, mind a spektrális tartományban igen jelentős.

Ennek a problémának a kiküszöbölésére tettek javaslatot *L. H. Yu* és munkatársai az 1980-90-es években, amely szerint egy hosszabb hullámhosszú lézer mag (seed) impulzusainak koherencia tulajdonságait átadja egy jóval rövidebb sugárzásnak [18, 39]. Elvük, hogy a seed-et, vagy annak egy harmonikusát erősítik meg a sugárzó undulátorban. Ez

az elrendezés már tartalmaz elektron manipulációra alkalmas undulót (modulátor undulót) a sugárzást előállító undulátor (radiátor undulátor) előtt (4. ábra bekeretezett része).



4. ábra A HGHG (High Gain Harmonic Generation) a) és az EEHG (Echo Enabled Harmonic Generation) b) szabadelektron lézerek elrendezése.

A modulátor undulátor feladata az energiamoduláció, amely révén mikrocsohány állíthatók elő. Így a telítődés hamarabb érhető el, mint SASE esetében, továbbá a kialakuló csomók növelik a hosszirányú koherenciát, és csökkentik az intenzitás fluktuációját [40]. Ezek az úgynevezett seed-elt szabadelektron lézerek. Ennek a szabadelektron lézer fajtának is több típusát különböztetjük meg, többek között a HGHG-t (High Gain Harmonic Generation) és az EEHG-t (Echo Enabled Harmonic Generation). A HGHG-nél az első undulátor modulálja az elektroncsomagot a jelen lévő seed lézer segítségével. Az undulátor után elhelyezkedő diszperzív elem (chicane) létrehozza az elektroncsomókat, melyek hossza rövidebb, mint a seed lézer hullámhossza. Az elektroncsomók a második undulátorban sugárzást állítanak elő. A keltett sugárzás a seed lézer egész számú harmonikusa (n) és hullámhossza $\lambda_n = \lambda/n$ (4. ábra a) rész). A második undulátorban keltett sugárzás hatására újabb csomók alakulnak ki, melyek λ_n távolságra helyezkednek el egymástól. Az újonnan kialakult csomók biztosítják a λ_n hullámhosszú sugárzás intenzitásának növekedését, egészen a telítődési hossz eléréséig.

Ezzel a technikával az első kísérleti eredmények az infravörös [40, 41] és az ultraibolya [42] tartományban a 2000-es évek elején valósultak meg először. A 2010-es évek elején magasharmonikus-keltéssel (HHG) gázokban előállított lézerimpulzusokat használtak fel seed-ként HHG kísérletekhez [43], amelyekkel 133 nm-t (az olasz SPARC szabadelektron lézerrel [44]) és 60 nm-t (a SCSS Test Accelerator-al) értek el [45]. Néhány évvel később, 2012-ben a FERMI [46] majd 2013-ban a Shanghai-i SDUV-FEL [47] ért el 20 nm-nél rövidebb hullámhosszat. A HHG által előállított sugárzást, mint seed-et egy újabb HHG elrendezéshez, kísérletileg először LCLS-ben [48], majd SACLA-ban [49] valósították meg, ahol az előállított sugárzás hullámhossza a kemény-röntgen, míg az energia a több 10 μ J nagyságrendű tartományba esett. Röntgen tartományban is folynak további fejlesztések e technika kétfokozatú seed-es módszerrel való ötvöztetésével kapcsolatosan [50].

A HHG elvén alapuló, két moduláló undulátort tartalmazó EEHG előnye a korábbiakkal szemben, hogy hatékonyabb magas harmonikus előállítását biztosít. Ennek a technikának az elméletét *G. Stupakov* publikálta először 2009-ben [51], melynek az elrendezését a 4. ábra mutatja. Az első kísérleti eredmények során a 3-dik és 4-dik harmonikust állították elő a Next Linear Collider Test Accelerator [52] és a Shanghai SDUV-FEL-ben [53]. 2012-ben a 7-dik [54], majd 2014-ben a 15-dik [55] harmonikus előállítását végezték el, mellyel 160 nm hullámhosszú sugárzást állítottak elő.

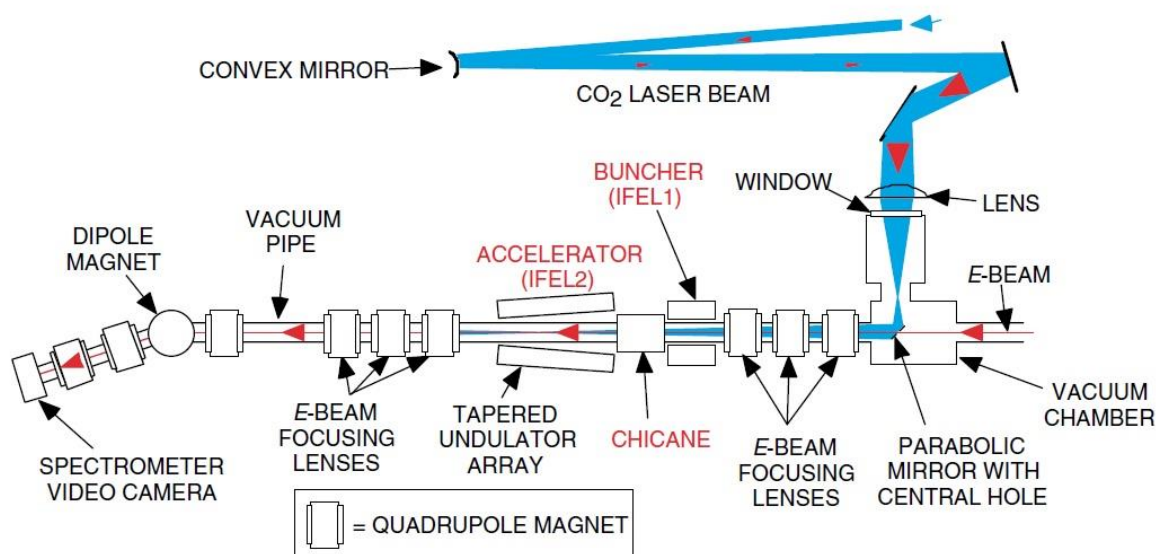
A bemutatott három különböző szabadelektron lézer típus közül közvetlenül a HHG és az EEHG tartalmaz modulálást végző undulátort, amelyek részletes vizsgálatát a 3. fejezetben mutatom be.

2.2 Inverz szabadelektron lézerek

Az 1970-es évek elején felvetődött annak a lehetősége, hogy az energiaátadás irányát megfordítsák a relativisztikus elektronok és a sugárzás között, vagyis már egyetlen jelenlévő sugárzás (lézer) adjon át energiát az elektronoknak, aminek hatására elektrongyorsítás valósul meg. Ezt az inverz folyamatot megvalósító eszközt inverz szabadelektron lézernek nevezzük (IFEL, Inverse Free Electron Laser). Az első IFEL *R. P. Palmer* [56], majd ennek a további vizsgálata az 1980-90-es évekből *E. D. Courant*, *C. Pellegrini* és *W. Zakowicz* nevéhez fűződik [57], akik vizsgálták az úgynevezett egyenletesen változó mágneses mezejű undulátor alkalmazását, amellyel folytonos elektrongyorsítás valósul meg (az ilyen fajta undulátort elvékonyodó, vagy tapered undulátornak nevezzük).

Az IFEL-lel történő elektrongyorsítási kísérletek az 1990-es években kezdődtek. Az első ezek közül a Columbia Egyetemen alkalmazott IFELA, amivel 1992-ben 700 keV/cm elektrongyorsítás gradienst érték el 1.6 mm hullámhosszú lézerforrással [58]. Nagyobb teljesítményű (1-2 GW-os) CO₂ lézert használva már 2,3 MeV-os gyorsítást érték el 1996-ban a Brookhaven-i Nemzeti Laboratóriumban (BNL) [59]. *Palmer* belátta, hogy a lézeres elektrongyorsítóknak a lineáris elektrongyorsítókkal szembeni nagy költséghatékonysága ellenére a gyorsítás hatékonysága jóval alulmúlja azokét, hiszen az IFEL-lel történő gyorsításkor csak az elektronok csekély részének növekszik a sebessége. Ezt úgy kívánta orvosolni, hogy egy elő-csomósítót használt a gyorsítást keltő undulátor előtt, ami modulálja az elektronokat, mikrocsoportokat hoz létre, így növelve a gyorsuló elektronok mennyiségét. Az első ezt alkalmazó IFEL a STELLA nevű berendezés volt a BNL-ben, ahol úgynevezett két szakaszú gyorsítás zajlott. A CO₂ lézer és az első undulátor modulálta az elektronokat, majd utána egy diszperzív elem (chicane) elősegítette az elektroncsoportok kialakulását. A második undulátorban a csomósított elektroncsoport és a CO₂ lézer együttesen valósította meg az elektrongyorsítást. Első kísérleti eredményüket, melyben két sík undulátort alkalmaztak 2001-

ben publikálta *W. D. Kimura* [60]. A rendszert fejlesztve és elvékonyodó undulátort használva már 8 MeV-os [61] gyorsulást (10 MeV/m) értek el 2004-ben, melynek az elrendezése az 5. ábrán látható. A BNL legújabb fejlesztése a Rubicon IFEL, amivel elvékonyodó helikális undulátort és cirkuláris polarizációjú 180 GW-os CO₂ lézert használtak, amivel már 40 MeV-os (100 MV/m) elektrongyorsítást tudtak elérni 2014-ben [62].



5. ábra A STELLA nevű IFEL elrendezése [61]. A IFEL1 undulátor létrehozza az elektronsomókat a CO₂ lézer segítségével és az elvékonyodó IFEL2 undulátor gyorsítja a már csomósított elektronokat.

Mind a seed-elt FEL-nél, mind az IFEL-nél a lézerrel történő elektronmanipuláció a működés szükséges feltétele.

Összefoglalva elmondható, hogy az elektronmanipuláció döntő befolyással bír, mind a szabadelektron lézerekkel előállított sugárzás energiájában, mind az inverz szabadelektron lézerrel történő elektrongyorsításban.

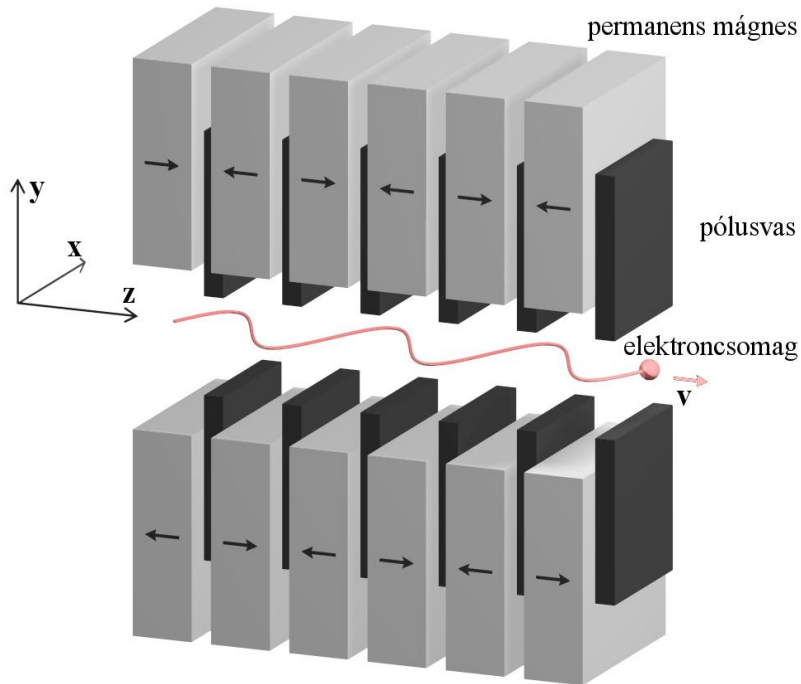
Az IFEL és a FEL működésének megértéséhez szükséges a relativisztikus elektron energiája, az undulátor mágneses tere és a jelen levő sugárzás hullámhossza közötti kapcsolat

ismerete. Ennek vizsgálatát a 3.1-es alfejezetben tárgyalom, a 3.2-es alfejezetben pedig bemutatom a manipulációs technikákat.

3 ELMÉLETI ISMERETEK

3.1 Lézer és relativisztikus elektron kölcsönhatása undulátor terében

Az undulátor sematikus ábrázolását és a mágnes póluspár sorozat között keresztülhaladó elektroncsomag oszcilláló pályáját (az ábrán feltüntetett z a haladási irány) mutatja a 6. ábra.



6. ábra Undulátor felépítése (permanens mágnes és pólusvas sorozat) és az elektroncsomag szinuszos pályája az undulátorban [63].

Az elektronok mozgását az undulátorban, vagy wigglerben a Lorentz-erő határozza meg:

$$\gamma m_e \vec{v} = -q_e \vec{v} \times \vec{B}. \quad (7)$$

Feltesszük, hogy az elektron mozgását sík undulátorban vizsgáljuk (amely mágneses terének csak az y komponense nem nulla). A haladási irány mentén a mágneses tér felírható a

$$B_y(z) = -B_0 \sin(k_u z), \quad (8)$$

alakban, ahol $k_u = 2\pi/\lambda_u$ az undulátor hullámszáma, B_0 a maximális mágneses térerősség z irányban, λ_u pedig az undulátor periódusa.

A Lorentz-egyenletből kapott két csatolt differenciálegyenlet:

$$\ddot{x} = \frac{d^2 x}{dz^2} = \frac{q_e}{\gamma m_e} B_y \dot{z}, \quad \ddot{z} = \frac{d^2 z}{dz^2} = \frac{q_e}{\gamma m_e} B_y \dot{x}, \quad (9)$$

melyek megoldása,

$$v_x(z) = - \int \frac{B_0 q_e}{\gamma m_e c_0} \sin(k_u z) dz = \frac{K c_0}{\gamma} \cos(k_u z), \quad (10)$$

$$\beta_x = \frac{K}{\gamma} \cos(k_u z),$$

ahol az undulátor paraméter

$$K = \frac{q_e B_u \lambda_u}{2\pi m_e c_0}, \quad (11)$$

m_e és q_e az elektron tömege és töltése, c_0 a vákuumbeli fénysebesség és $k_u = 2\pi/\lambda_u$ az undulátor hullámszáma [7]. Feltéve, hogy a longitudinális sebesség konstans ($v_z \approx \beta c$), a mágnespárok közötti oszcillációs mozgást leíró megoldás a következő:

$$x(t) \approx \frac{q_e B_u \lambda_u^2}{\gamma m_e \beta c_0 (2\pi)^2} \sin(k_u \beta c_0 t), \quad z(t) \approx v_z t \quad (12)$$

amennyiben a kezdeti feltételek

$$v_x(0) = \frac{q_e B_u \lambda_u}{\gamma m_e 2\pi}, \quad x(0) = 0. \quad (13)$$

A kezdeti feltétel határozza meg, hogy az elektron oszcillációs mozgása során átlagosan pontosan a z irányba haladjon. Az undulátor működéséhez elengedhetetlen, hogy az elektronok pályája kontrollált legyen az undulátoron belül, továbbá az elektronok undulátorba beérkező szöge (becsatolási szöge) megegyezzen az undulátort elhagyó kilépési szöggel. Az elektronok térbeli helyzetére vonatkozó kritérium az, hogy az undulátorból való kilépéskor az elektronok távolsága az optikai tengelytől minimális legyen, vagyis ne szenvedjen semmilyen

térbeli eltolást. A rendszert e két szempont alapján mennyiségileg az első és második integrál jellemzi [64]:

$$1^{st}(z) = \int_{-\infty}^z B_y(z') dz', \quad (14)$$

$$2^{st}(z) = \int_{-\infty}^z dz' \int_{-\infty}^{z'} B_y(z'') dz''. \quad (15)$$

Az első integrál arányos a kilépési szöggel, míg a második az eltolási távolságról nyújt információt. A tökéletes undulátorban a két integrál értéke 0.

A (12)-es feltétel kielégítésére két gyakorlati megvalósítás is lehetséges. Az első, hogy a megfelelő transzverzális sebességgel csatolják be az elektronokat az undulátorba. A második, hogy a becsatolási szög nulla, viszont az undulátor első és utolsó periódusának mágneses terét módosítják, vagy a permanens mágnesek hosszát csökkentik. Így elérhető, hogy az elektron oszcillációs pályára álljon, egyúttal az undulátorból kilépve ne legyen elhajlási szöge. Az utóbbi technikát trimmelésnek nevezik, melynek három típusát különböztetjük meg: a szimmetrikust, az antiszimmetrikust és a bővített szimmetrikust [64]. A szimmetrikus trimmelésnél a mágneses pólusok erősségei $1/4, -3/4, 1, -1, \dots, 1, -1, 3/4, -1/4$, míg antiszimmetrikus esetben $1/4, -3/4, 1, -1, \dots, -1, 1, -3/4, 1/4$. A bővített szimmetrikus undulátor hasonló a szimmetrikusan trimmelthez, viszont a módosított mágneses tereket az undulátor elején és végén több, kisebb mágnessel valósítják meg.

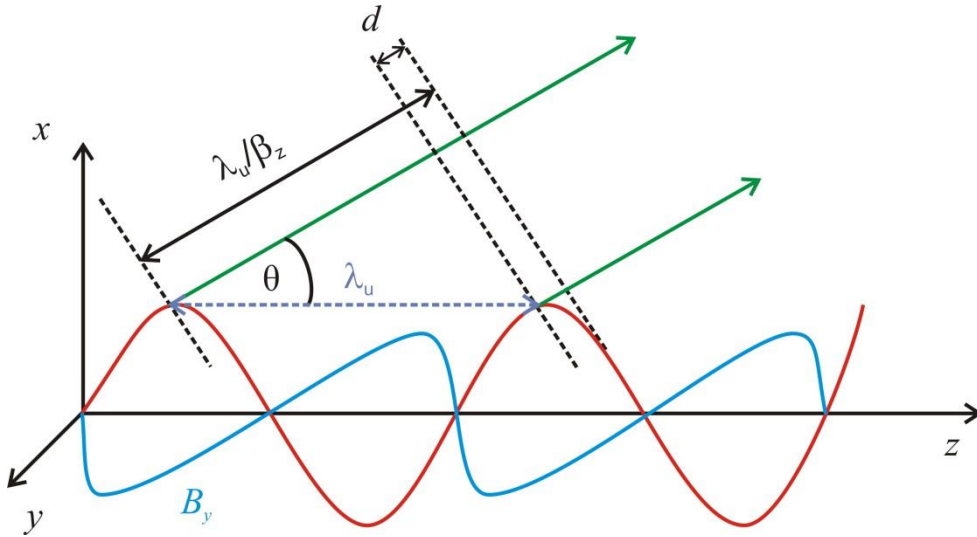
Az elektron mozgását másodrendű közelítéssel vizsgálva, felhasználva hogy a longitudinális sebesség nem konstans, továbbá, hogy $\beta^2 = \beta_x^2 + \beta_z^2$, és közelítőleg az elektron energiája állandó, trigonometrikus közelítéseket alkalmazva meghatározható a relatív longitudinális sebesség [57]:

$$\beta_z \approx \beta \left(1 - \frac{K^2}{4\beta^2\gamma^2} - \frac{K^2}{4\beta^2\gamma^2} \cos\left(\frac{4\pi z}{\lambda_u}\right) \right). \quad (16)$$

Átlagolva (16)-os egyenletet z irány mentén, az alábbi egyenletet kapjuk [57]:

$$\widehat{\beta}_z \approx 1 - \frac{1}{2\gamma^2} - \frac{K^2}{4\beta\gamma^2}. \quad (17)$$

A (12)-es egyenlet alapján az elektronok szinuszos pályán mozognak, mely során sugárzást bocsátanak ki. Annak érdekében, hogy az undulátor végére az undulátorban keletkezett sugárzás fennmaradjon, konstruktív interferencia szükséges, azaz hogy az megvalósuljon az elektron által emittált összes hullámfront között. Tekintsük az undulátoron belül egy fix helyen egy elektron által keltett sugárzás hullámfrontját. Továbbá tőle (egy későbbi időpillanatban), egy undulátor periódusnyi távolságban keletkező sugárzás hullámfrontját (7. ábra) [65].



7. ábra Az elektron pályája az undulátoron belül (piros görbe) és az elektron két különböző ponton keltett sugárzás hullámfrontjának távolsága (d).

Az elektron az undulátor egy periódusát $\lambda_u/c_0\widehat{\beta}_z$ idő alatt teszi meg. Ez idő alatt az általa keltett sugárzás hullámfrontja $\lambda_u/\widehat{\beta}_z$ utat tesz meg, majd kelti a második hullámfrontot [65]. A két hullámfront közötti távolság a következő

$$d = \frac{\lambda_u}{\widehat{\beta}_z} - \lambda_u \cos \theta. \quad (18)$$

ahol θ az emittált sugárzások z tengellyel bezárt szöge. Könnyen belátható, hogy konstruktív interferencia akkor teljesül, ha a két hullámfront közötti távolság a sugárzott hullámhossz egész számú többszöröse, vagyis

$$d = \lambda_{rad} n \quad (n \in \mathbb{Z}). \quad (19)$$

Felhasználva a (17), (18) és (19)-es egyenleteket a konstruktív interferencia feltétele:

$$n\lambda_{rad} = \frac{\lambda_u}{\beta_z} - \lambda_u \cos \theta. \quad (20)$$

Átalakítva és behelyettesítve a (17)-es egyenletet a (20)-be, a módosított rezonancia hullámhossz egyenlete a következő:

$$\lambda_{rad} \approx \frac{\lambda_u}{n \left(1 + \frac{1}{2\gamma^2} + \frac{K^2}{4\beta\gamma^2} \right)} - \frac{\lambda_u}{n} \cos \theta. \quad (21)$$

A (21)-es egyenletet trigonometrikus közelítések után átírva megkapjuk a rezonancia egyenlet végleges formáját [7, 65]:

$$\lambda_{rad} = \frac{\lambda_u}{2n\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} + \theta^2 \gamma^2 \right). \quad (22)$$

Ebből a tengely irányú alapharmonikus sugárzás esetén

$$\lambda_{rad} = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2} \right). \quad (23)$$

A rezonancia-feltétel teljesülése esetén folytonos energiaátvitel valósul meg az elektron és az előállított sugárzás között. Amennyiben kezdetben egy λ_l hullámhosszú elektromágneses tér is jelen van, akkor az energiatranszfer az elektron és a jelen levő tér között zajlik le, aminek hatására elektrongyorsítás vagy lassítás lép fel. Ez az alapja a lézerrel történő elektronmanipulációnak.

Ezen energiaátadás értékének meghatározásához alapesetben tekintsünk egy síkhullámot, amelynek a polarizációja x -irányú (megfelelően a 6. ábrának), és amelynek elektromos tere:

$$E_x = E_0 \sin[k_l(z - ct)]. \quad (24)$$

ahol $k_l = 2\pi/\lambda_l$ a lézer hullámszáma. Az elektromos tér által a relativisztikus elektronon végzett munka általánosan felírható az alábbi alakban [57]:

$$\frac{d\gamma}{dz} \approx \frac{q_e}{m_e c_0^2} E_x \beta_x. \quad (25)$$

A (24)-es és a (10)-es egyenletet behelyettesítve a (25)-ös egyenletbe a következőt kapjuk [57]:

$$\frac{d\gamma}{dz} = -\frac{KE_0 q_e}{\gamma m_e c_0^2} E_x \beta_x. \quad (26)$$

A (26)-os egyenletet közelítve és átlagolva egy periódusra az elektron energianövekedését a

$$\frac{d\gamma}{dz} = \frac{q_e K E_0 J}{2\gamma m_e c^2} \cos(k_l s) \quad (27)$$

egyenlet határozza meg [57], $s = z - ct$ és $J = J_0(\xi/2) - J_1(\xi/2)$, ahol J_0 és J_1 a nullad és elsőrendű Bessel-függvények, továbbá $\xi = K^2/(2 + K^2)$ és feltesszük, hogy $\overline{\beta_z} = v_z/c \approx 1$.

Megjegyzendő, hogy ez a modell abban az esetben írja le helyesen az energiaátadást és a rezonancia-feltételt, amennyiben a következő három feltétel teljesül. Az első, hogy a lézer Rayleigh-hossza sokkal hosszabb, mint az undulátor teljes $L_u = N_u \lambda_u$ hossza, ahol N_u az undulátor periódusszáma. A további két feltétel a lézer és az elektroncsomag közötti kapcsolatra ad megszorítást. A második kikötés, hogy a lézer intenzitás-burkolójának hosszabbnak kell lennie, mint a teljes csúszási hossz⁵, ami így biztosítja, hogy a lézer és az elektroncsomag kölcsön tud hatni egymással ($c_0 \sigma_t \gg N_u \lambda_l$, ahol σ_t az impulzushossz). A harmadik feltétel, hogy az elektroncsomag transzverzális méretének kisebbnek kell lennie,

⁵ A szakirodalomban: slippage length.

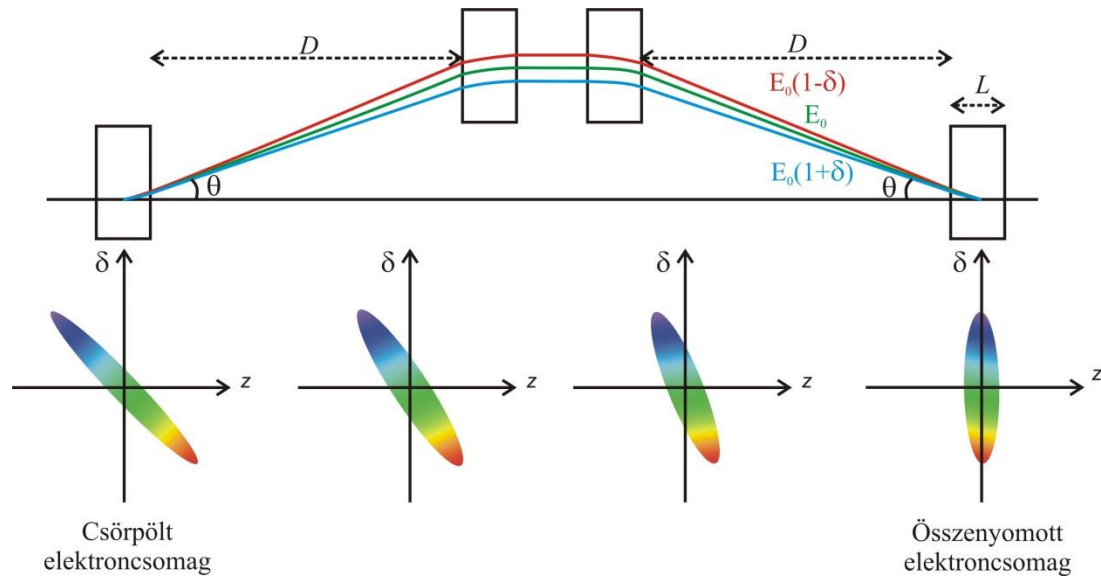
mint a lézer nyalábnyaka, hogy a lézer és az elektroncsomag kölcsön tudjon hatni egymással ($w_0 \gg \sigma_{x,y}$).

A teljesség kedvéért fontos megjegyezni, hogy az energianyereséget meghatározó (27)-es egyenletnek a véges impulzusú Gauss-nyaláb esetére kiterjesztett részletes leírását a dolgozatomban nem fejtem ki [66].

3.2 Elektronnyaláb-manipuláció

A FEL-ek és az IFEL-ek használatánál a 2. fejezetben bevezetett elektronmanipuláció célja, hogy az elektronok mozgásának irányában az elektronok helyzetét módosítsa, és lokális elektrontöbbséget, elektroncsomót hozzon létre. Ezt a folyamatot csomósításnak nevezik. A relativisztikus elektronok energiája a lineáris gyorsítóban (a továbbiakban LINAC, LINEar ACcelerator) való gyorsítás után meghaladja az 1000 MeV-ot ($\gamma \approx 2000$ -et) és ekkor az elektronok sebessége csak 10^{-7} -es nagyságrendben tér el a vákuumbeli fénysebességtől. Az elektronnyalábok általában nagyon kicsi energiabizonytalansággal rendelkeznek ($< 0,1\%$), ezért szabad térben való terjedés során a térbeli helyzetük elhanyagolhatóan változik. Számottevő változás csak több száz méter megtétele után jelentkezne, ami a nyaláb egyéb tulajdonságaira (pl. transzverzális méretre) negatív hatással lenne.

A 3.1 fejezetben beláttuk, hogy lézer hatására az elektronok energiája manipulálható, sőt maximalizálható, ha a lézer, az undulátor és az elektron paraméterei kielégítik a (23)-es rezonancia feltételt. Ebben az esetben az elektronok energiája változtatható $\pm\Delta\gamma$ -val. Annak érdekében, hogy csomó alakuljon ki, egy speciális (diszperzív mágnes) elem használata is szükséges. Ilyen diszperzív elem a chicane.



8. ábra Chicane sematikus elrendezése. A dipólusok a különböző energiájú elektronokat más-más pályákra terelik (kék, zöld és piros görbe), ami a chicane-t elhagyva az elektroncsomó összenyomását eredményezi.

A chicane tipikusan négy dipól mágnesből áll, amelyek méretei és mágneses mezejük erőssége megegyezik (8. ábra). A relativisztikus elektroncsomag a dipólokra való áthaladás közben többször is irányt vált úgy, hogy az elhajlási szög (θ) a dipól előtti haladási irányhoz viszonyítva az első és a negyediknél $+\theta$, míg a második és a harmadik dipólnál $-\theta$. Az elektronok által bejárt út függ az energiájuktól: az elektroncsomag nagyobb energiájú elektronjait a mágnesek kevésbé tudják eltéríteni, így rövidebb útra terelik (8. ábra kék görbe), míg az alacsonyabb energiájú elektronok hosszabb utat tesznek meg (8. ábra piros görbe) [65, 67]. Amennyiben a LINAC-ból kilépő elektroncsomag csörpölt és a nagyobb sebességű elektronok az elektroncsomag hátsó felében helyezkednek el, akkor a chicane-on való keresztülhaladás összenyomást eredményez (vagyis a különböző sebességű elektronok érkezési ideje a chicane végére közel megegyezik). Ebből kifolyólag a chicane-ok elsődleges alkalmazása az elektroncsomók összenyomása, rövidítése [67].

Elsőrendű közelítéssel az összenyomás egy lineáris transzformációval írható el, ami a csomag rövidülését, továbbá energiabizonytalanságot és a töltés növelését okozza. Az így kapott longitudinális koordináta a chicane után:

$$z' = z + R_{56}\delta + T_{566}\delta^2 \quad (28)$$

ahol $\delta = \frac{\Delta E}{E_0}$ és $T_{566} \approx \frac{-3R_{56}}{2}$ [67]. Lineáris közelítésben T_{566} elhanyagolható R_{56} -hoz képest, így a chicane-on való áthaladás leírható egy mátrixszorzással:

$$\begin{pmatrix} z' \\ \delta' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & R_{56} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z \\ \delta \end{pmatrix}. \quad (29)$$

Szimmetrikus négy dipól mágnes esetén a chicane-ra jellemző paraméter [67]:

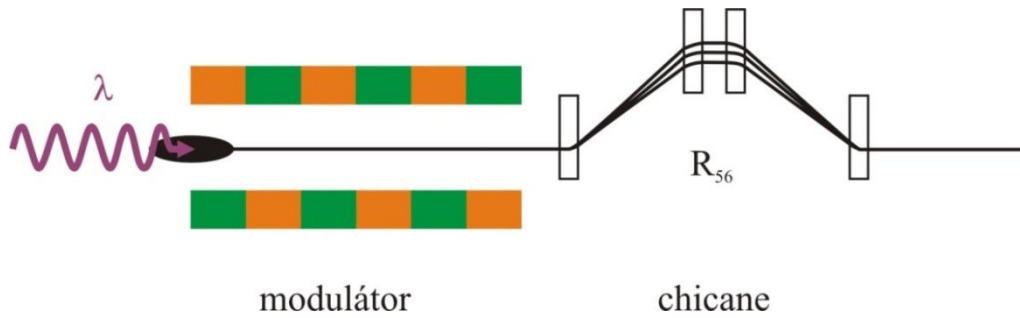
$$R_{56} = 2\theta^2 \left(D + \frac{2}{3}L \right), \quad (30)$$

ahol θ a korábban definiált elhajlási szög, L a dipólusok hossza, míg D az első és a második (és a harmadik és a negyedik) dipól közötti távolság.

A lézerrel létrehozott manipuláció során szinuszos energiaprofil (lásd (10) egyenlet), azaz negatív és pozitív chirp részek alakulnak ki a fázistéren. Az ezt a hatást kiváltó lézert moduláló lézernek, míg az undulátort modulátornak hívjuk. A chicane küszöböli ki a moduláció során létrejövő csörpöt. Ezen ismeretek alapján belátható, hogy modulátor és chicane együttes alkalmazásával elektroncsomó állítható elő. E két elem kombinációjának több típusa is létezik, amelyeket a 3.2.1 alfejezetben ismertetek.

3.2.1 Egy modulátor és egy chicane kombinációja

A tárgyalást az alapesetnél, vagyis egy modulátor és egy chicane használatával kezdem. Ennek sematikus elrendezését a 9. ábra mutatja.



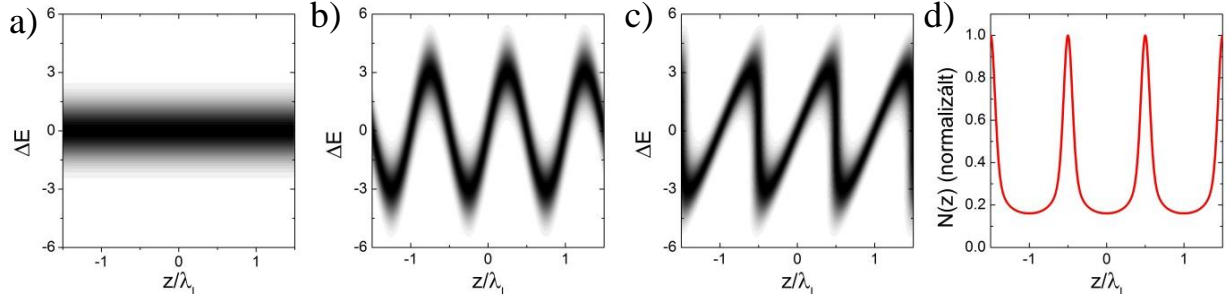
9. ábra Egy modulator és egy chicane elrendezése.

Az elektronok kezdeti energiaszórása Gauss-eloszlású γ_0 központi energiával és σ_γ energiabizonytalansággal.

Az energiaváltozás értékének leírására bevezetünk egy új mennyiséget: $\Delta E = (\gamma - \gamma_0)/\sigma_\gamma$. Az iménti jelöléseket felhasználva az elektronok kezdeti energiaszórása a következő egyenlettel írható fel

$$f_0(\Delta E) = N_0(2\pi)^{-1/2} \exp(-(\Delta E)^2/2), \quad (31)$$

ahol N_0 az egységnyi hosszra eső elektronszám [68]. Általános feltevés, hogy az elektronszó sokkal hosszabb a moduláló lézer hullámhosszánál, amiből az a feltétel következik, hogy longitudinális irányban az elektronszó közel egyenletes. Ennek fizikai jelentése az, hogy a vizsgált tartomány nem a teljes elektronszó, hanem annak csak egy adott hosszúságú szelete (ez rendszerint egész számú többszöröse a moduláló lézer hullámhosszának; a 10. ábra a vizsgált tartomány $3\lambda_l$). Analitikus és a numerikus számolásoknál, továbbá a numerikus szoftvereknél ez a fajta közelítés egy bevált technika (erről az 5. fejezetben lesz szó).



10. ábra Az elektron energiaeioszlása a fázistéren, a) a lézerrel történő modulálás előtt, b) a lézerrel való modulálás után, c) a chicane után, d) az elektroncsomók sűrűség profilja.

A modulátoron keresztülhaladva az elektronnyaláb energiája a következőképpen módosul: $\Delta E' = \Delta E + A \sin(k_l z)$, aminek következtében az eloszlása megváltozik [68]:

$$f_1(s, \Delta E) = N_0 (2\pi)^{-1/2} \exp(-(\Delta E - A \sin(s))^2 / 2), \quad (32)$$

ahol $s = k_l z$, és $A = \Delta\gamma / \sigma_\gamma$.

A chicane-on keresztülhaladva az elektronok longitudinális koordinátája újra változik, felhasználva a chicane-ra jellemző R_{56} faktort, $z' = z + R_{56} \Delta E \sigma_\gamma / \gamma_0$ módon. Emiatt a végleges fázistér egyenlete [68]:

$$f_2(s, \Delta E) = N_0 (2\pi)^{-1/2} \exp\left(-(\Delta E - A \sin(s - \Delta E R_{56} k_l \sigma_\gamma / \gamma_0))^2 / 2\right). \quad (33)$$

Az így kapott moduláció folyamatát a kezdeti, a modulált és a chicane utáni esetben a 10. ábra mutatja.

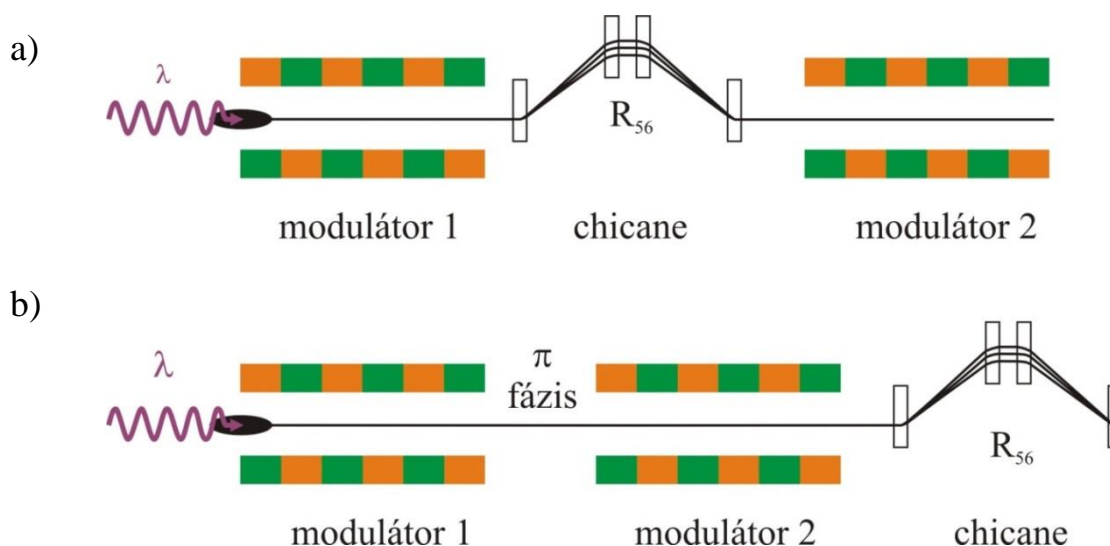
Nagy moduláció esetén $A \gg 1$, a keletkező csomók (csúcsok a 10. ábra d) részén) hossza sokkal rövidebb, mint a moduláló lézer hullámhossza, míg a benne levő töltésmennyiség jóval nagyobb, mint a kezdeti eloszlás esetén. A keletkezett csomó hossza megbecsülhető (amennyiben a Coulomb-kölcsönhatást nem vesszük figyelembe) [69]:

$$\Delta z = \frac{1}{2} \frac{\lambda_l \sigma_\gamma}{\Delta\gamma}. \quad (34)$$

A (34) egyenlet fontossága abban áll, hogy három fő paraméterrel meghatározhatjuk az elektroncsomó hosszát. Annak érdekében, hogy Δz -t minimalizáljuk, minél rövidebb hullámhosszú moduláló lézer, továbbá kicsi energiabizonytalanság és nagy energiamodulálás szükséges. A csomósítás e típusát főleg a HGHG technikánál használják.

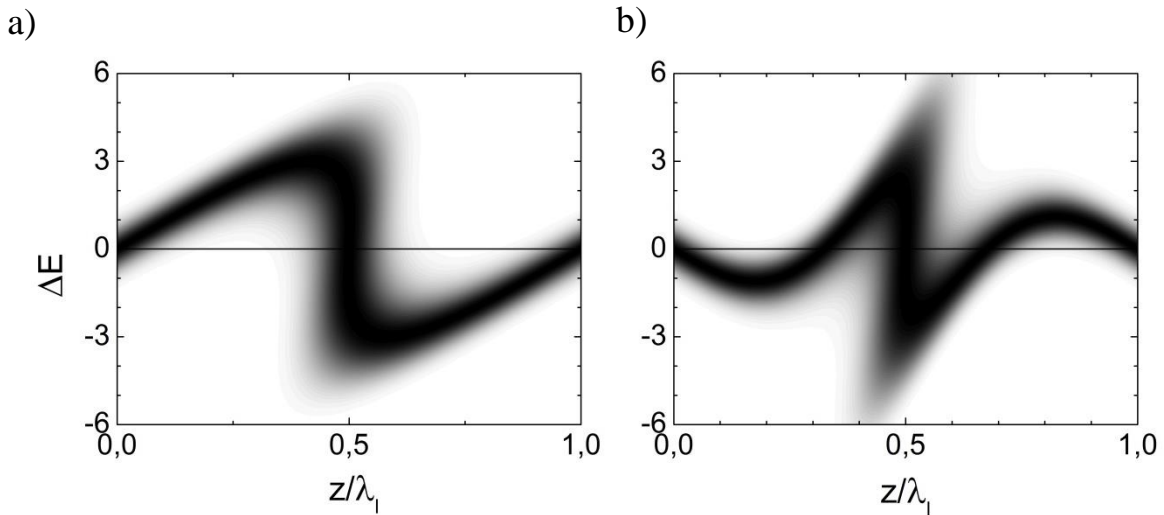
3.2.2 Két modulátor és egy chicane kombinációja

Magasabb frekvenciák előállításának hatékonysága a klasszikus HGHG elrendezésnél alacsony: a seed lézer n -edik harmonikusának előállításához a (34)-as egyenlet alapján az energiamoduláció értékének is közelítőleg az n -szeresére van szükség, aminek hatására a mikrocsozó hossza n -ed részére csökken. Ebben az esetben viszont a lokális energiabizonytalanság értéke növekedik meg n -szeresére, ami jelentősen csökkenti a sugárzás előállításának hatékonyságát a sugárzó undulátorban. Ebből kifolyólag a HGHG technikával előállított sugárzás nem haladja meg az $n = 6 - 10$ harmonikust. Annak érdekében, hogy magasabb harmonikust is elő lehessen állítani, két modulátor és egy chicane használatát javasolták.



11. ábra Két modulátor és egy chicane használatának elrendezései: a két modulátor közé elhelyezett chicane a), és a két modulátor közé beiktatott π -s fáziseltolás b).

Ezen típuson belül két esetet különböztetünk meg (11. ábra). Az első elrendezésben két modulátor és egy chicane elrendezésének az ötlete *B. W. J. McNeil-től és E. Allaria-tól* származik 2007-ből [70]. Egy másik esetben egy ehhez hasonló elrendezést publikált *Q. Jia* 2008-ban, ahol két modulátor között található egy chicane [71].



12. ábra Az elektron energiaszórása az első modulátor és a chicane után a) és a második modulátor után, ahol a lézer π fázistolást szenved. Paraméterek: $A_1 = 3, A_2 = 3, B = 0,35$.

Mindkét elrendezés alapelve azonos, amely szerint a modulátort két olyan részre osztják, mely részek között az elektron és a lézer kölcsönhatásából adódóan π fázistolás történik. Ennek a megvalósítására két lehetőség létezik. Az első, hogy egy kisméretű chicane-t használnak a két undulátor között, továbbá, hogy beiktatnak még egy olyan plusz undulátor periódust, amelynek a rezonanciája 1,5-szerese a moduláló lézer hullámhosszának. Az első modulátor végére létrejön a szinuszos energiamoduláció, majd az elektronok belépnek a második undulátorba, ahol a moduláló lézer fázisa eltolódik. Ennek következtében a jelenlevő energiamodulálás is elszenved egy π fáziseltolást, ami azt eredményezi, hogy a modulálás nem nő tovább, hanem ellentétes irányú folyamat zajlik le: lassítás történik. Az elektron fáziseloszlásának változását mutatja a 12. ábra az első modulátor és a chicane után a) rész,

majd a második undulátor után b) rész. A csomó központi része a fázistéren nem változik, viszont az elektronok az alacsonyabb és magasabb energiákról a központi energia felé tolódnak, ami az energiabizonytalanság csökkenéséhez vezet. Ennek eredményeként ez az elrendezés körülbelül kétszeresére növeli az előállítható harmonikusok számát ($n = 12 ; 16$).

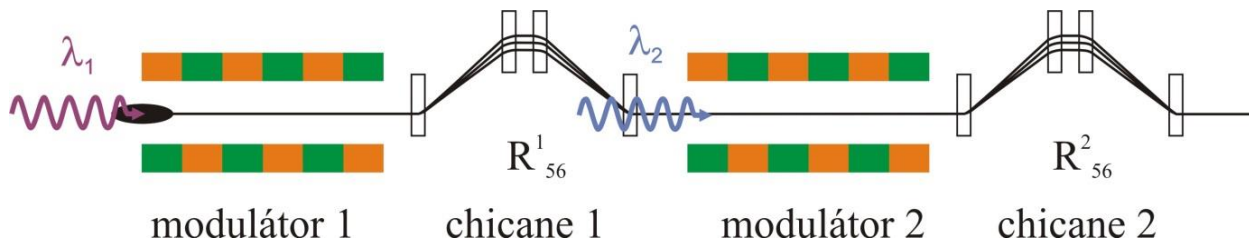
A második undulátor utána az elektronok fáziseloszlásának egyenlete

$$f_3(s, \Delta E) = N_0 (2\pi)^{-1/2} \exp \left[-\frac{1}{2} (\Delta E - A_2 \sin(s_\pi - B_1 \Delta E + \varphi) - A_1 \sin(s - B_1 \Delta E + A_2 B_1 \sin(s_\pi + \varphi)))^2 \right], \quad (35)$$

ahol $A_1 = \Delta\gamma_1/\sigma_\gamma$, $A_2 = \Delta\gamma_2/\sigma_\gamma$, $B_1 = R_{56}^{(1)} k_1 \sigma_E / E_0$ és $s_\pi = k_l(z - 1/2\lambda_l)$.

3.2.3 Két modulátor és két chicane kombinációs elrendezése

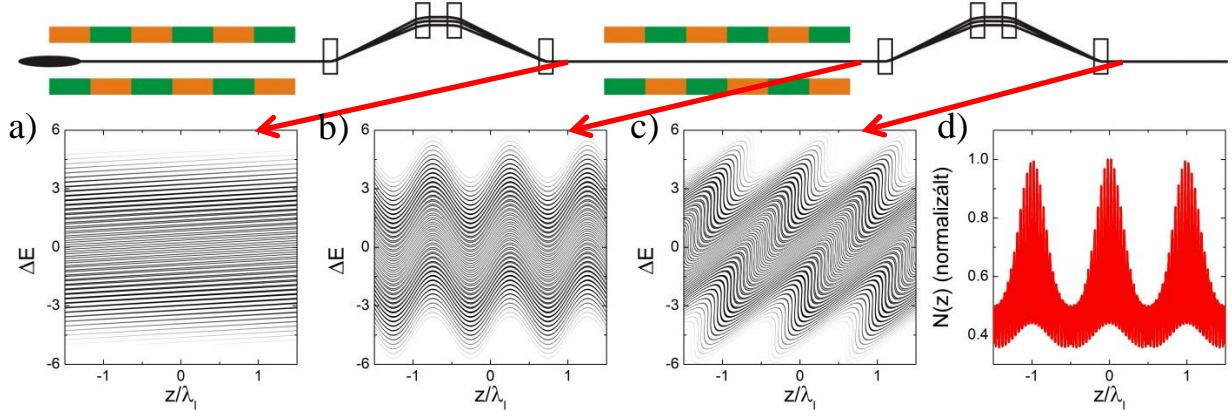
A legújabb modulálási technika az EEHG (Echo-Enabled Harmonic Generation), melyet *Stupakov* publikált 2009-ben [51, 68]. Az EEHG nagyfrekvenciák előállításának hatékonysága jelentősen meghaladja a korábban bemutatott másik két technikáét, továbbá relatíve alacsony energiabizonytalansággal képes előállítani magas harmonikusokat. Ennek az elrendezésnek a sematikus ábráját mutatja a 13. ábra.



13. ábra Két modulátor és két chicane elrendezés használata.

Ez az elrendezés több dologban is eltér a korábbiaktól. Az első különbség az, hogy két különböző undulátorhoz két különböző moduláló hullámhosszú lézer tartozik (lásd λ_1 és λ_2 a 13. ábrán). Működésében pedig abban különbözik, hogy az első undulátor utáni chicane nem

hoz létre elektroncsomót. Általános esetben a HGHG-nél a chicane paramétere kielégíti az $R_{56} \Delta E / E = \lambda / 4$ egyenletet [68], amivel tökéletes elektroncsomót hoz létre (ahogy a 10. ábra d) része mutatja). Az EEHG-nél viszont ez az érték a λ -nak többszöröse, aminek következtében az első chicane úgymond „túldönti” a csomót a fázistéren. Az itt leírtak szemléltetése a 14. ábrán látható:



14. ábra EEHG fázistérben ábrázolt folyamatai az első chicane a), a második undulátor b) és a második chicane után c). Az elektroncsomók sűrűségprofilja a második chicane után d).

Paraméterek: $A_1 = 3$, $A_2 = 1$, $B_1 = 26,83$, $B_2 = 1,14$.

Az így modulált elektroncsomagot a második undulátor újra modulálja, majd onnan kilépve a chicane elektroncsomót hoz létre, amelyben a modulálási hullámhossz $2\pi/k_E$, ahol $c_0 k_E = n\omega_1 + m\omega_2$ (ω_1 és ω_2 a két lézer frekvenciája és $n, m \in \mathbb{Z}$). Az így kapott végleges elektron eloszlás egyenlete hasonlóan a (33)-hez [68]

$$f_4(s, \Delta E) = N_0 (2\pi)^{-1/2} \exp \left[-\frac{1}{2} (\Delta E - A_2 \sin(Cs - CB_1 \Delta E + \varphi) - A_1 \sin(s - (B_1 + B_2)\Delta E) + A_2 B_1 \sin(Cs - CB_2 \Delta E + \varphi))^2 \right], \quad (36)$$

formában írható fel, ahol $B_2 = R_{56}^{(2)} k_1 \sigma_E / E_0$, $k_1 = \omega_1 / c_0$, $k_2 = \omega_2 / c_0$ és $C = k_2 / k_1$. Elmondható, hogy a EEHG technikát alkalmazva az előállított harmonikus hatékonyságának az optimalizálása az n és m paraméterek helyes megválasztásával történik.

Az analitikus számolások során nem elhanyagolható a koherens szinkrotron sugárzás keletkezése (CSR, Coherent Synchrotron Radiation) és annak hatása az elektroncsomagra. A CSR által okozott energiabizonytalanság növelése korlátokat ad a használható modulálási technikák körében. A CSR által növelt energiabizonytalanság ugyanis nem haladhatja meg a fázistéren egymástól elkülönülő elektronok energiáját, mivel ebben az esetben az elektronok energiaeloszlása összemosódna és a sugárzás koherenciája sérülne.

A négy dipólusból álló chicane által okozott energiabizonytalanság változását a

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \left(\frac{55}{48\sqrt{3}} \gamma^5 \frac{r_e^2}{\alpha} \theta^3 \right)^{1/2} \frac{1}{L} \quad (37)$$

egyenlet határozza meg [72], ahol L az egyes dipólusok hossza, θ az elhajlási szög, r_e a klasszikus elektronsugár, továbbá $\alpha \cong 1/137$ [72]. $\Delta\sigma_E$ tipikus értéke keV alatti.

A chicane mellett a moduláló undulátorban is keletkezik CSR, ami visszahat a csomósítás során létrejövő elektronokra. Tipikusan az elektronmanipulációknál használt modulátor undulátor paraméterének nagysága meghaladja az 1-et ($K > 1$), mely esetben, vagyis nagy K esetében a CSR okozta bizonytalanságot az alábbi képlet határozza meg

$$\frac{\Delta\sigma_E}{E} = \left(4.16 \frac{r_e^2}{\alpha} \gamma^2 N \left(\frac{q_e B_u}{m_e c_0} \right)^2 \right)^{1/2}, \quad (38)$$

ahol N az undulátor periódusszáma és B_u az undulátor mágneses terének maximuma [73]. A (37) és a (38) egyenlet optimalizálásának és vizsgálatának főleg a rövid hullámhosszú sugárzások ($< \text{nm}$), továbbá az ultrarövid impulzusok keltésében van nélkülözhetetlen szerepe.

4 IZOLÁLT ATTOSZEKUNDUMOS SUGÁRZÁS ELŐÁLLÍTÁSA

A biológia, a kémiai és az egyéb atomi szinten lejátszódó folyamatok vizsgálatához ultrarövid, úgynevezett attoszekundumos impulzusok szükségesek. Az attoszekundumos impulzusok ötlete *Farkas Győzőtől* származik [74], míg az izolált attoszekundumos impulzusok első megvalósítása *Krausz Ferenc* nevéhez kötődik [75].

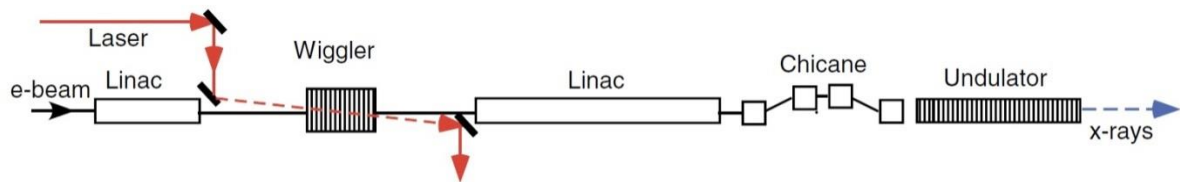
A 2000-es évektől kezdve több csoport is állított elő izolált attoszekundumos impulzust a HHG technikát felhasználva [12, 76, 77], mely során femtoszekundumos lézernyalábot fókuszálnak le gázba, ahol a keletkező sugárzásban a fókuszált lézerfény frekvenciájának harmonikusai is megjelennek. A kemény és lágy röntgen tartományban levő sugárzás előállítására a HHG mellett további lehetséges módszer a Thomson-szórás [78]. Numerikus számolások alapján e technikával néhány attoszekundumos impulzusokat jósolnak, mely során nagy intenzitású lézerimpulzust nm-hosszúságú elektronrétegre fókuszálnak le. Az attoszekundumos impulzusok előállítására a HHG és a Thomson-szórás mellett további lehetséges módszer a FEL.

A 2. fejezetben bemutatott fő FEL típusok közül, mind a seed-elttel, mind a SASE-vel potenciális lehetőség van ultrarövid, vagyis attoszekundumos sugárzás előállítására. Fontos megjegyezni, hogy ilyen impulzust kísérletileg még nem valósítottak meg, csak elméleti számolásokkal mutattak rá a lehetőségre.

Az első attoszekundumos impulzust jósoló ön-seedelő HHG technika *E. L. Saldin* ötlete volt 2004-ben [10]. Elve a következő: az első undulátor által előállított sugárzás hullámhossza 0,8 nm, amit a rendszerben elhelyezkedő második undulátor használ fel seed-ként, amelyben a keletkező sugárzás hullámhossza 0,4 nm. Ezt a tendenciát követve, vagyis a seed sugárzás második harmonikusát előállítva, még további két undulátorral számolták ki a keltett sugárzást. Így, a negyedik undulátor már 0,1 nm-es sugárzást állít elő, amely

impulzusok időbeli hossza 400-600 attoszekundumos tartományba esett. *Saldin* másik ötlete a femtoszekundumos lézerrel modulált elektroncsomag által, SASE technikával előállított sugárzás keltése volt, amellyel a sugárzási hossz 300 attoszekundum és a hullámhossz 0,1 nm [79, 80].

A FEL-ekkel létrehozott attoszekundumos impulzusok vezető kutatója *A. A. Zholents* [81], aki az elmúlt évtizedben számos elrendezést javasolt az attoszekundumos tartományban levő impulzusok megvalósítására. *Zholents* 2005-ben javasolt elrendezését mutatja a 15. ábra [69]:

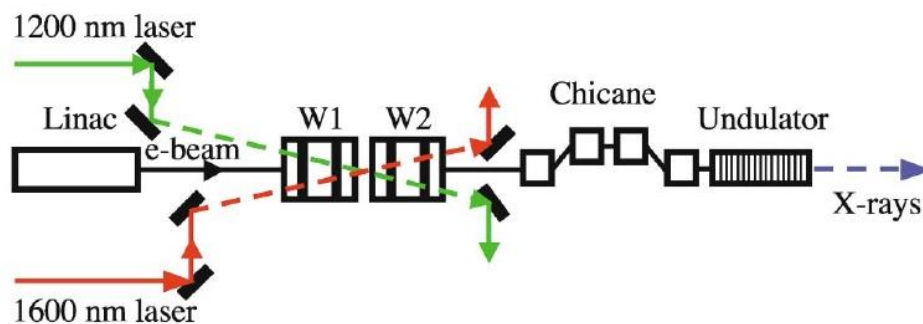


15. ábra Attoszekundumos impulzus generálásra Zholents által javasolt kísérleti összeállítás elvi sémája az összeállásban részt vevő alkotóelemek neveivel [69].

A LINAC-ban felgyorsított elektronok a lézerimpulzussal együtt keresztülhaladnak egy wiggleren úgy, hogy az impulzus és az elektroncsomó átfedjen egymással, aminek következtében energiamoduláció lép fel. Fontos megjegyezni, hogy a moduláló lézer impulzushossza rövidebb az elektroncsomagnál, így moduláció csupán az elektroncsomag egy részében következik be. A módosított energiájú elektroncsomag egy újabb LINAC-ban gyorsul, míg el nem éri a kívánt energiát (azonban számottevő longitudinális változás az elektroncsomagban nem jön létre). A chicane-on átjutva a létrejövő csomó keresztülhalad a hosszú undulátoron, ahol a sugárzás keletkezik. A keletkezett sugárzás telítődési hossza megrövidül, köszönhetően a csomósítás miatt megnöött elektronsűrűségnek. A sugárzást nem csak a mikrocsonón belüli elektronok állítják elő, hanem a nem modulált (illetve kevésbé modulált) elektronok is. Az így keletkező sugárzás intenzitása azonban elhanyagolható a

csomóban keletkezett képest. Ezt a technikát kiemelt *önerősített spontán emisszió*nak nevezik (ESASE, Enhanced Self Amplified Spontan Emission). A számolások alapján ezzel a technikával 200 attoszekundumos impulzus állítható elő [69]. A módszert azóta több kutatóintézet is vizsgálta, többek között a dél-koreai Pohangi Gyorsító Laboratórium (PAL). A szimulációk alapján 146 attoszekundumos izolált impulzusokat jósolnak, 0,1 nm-es központi hullámhosszon 58 GW-os csúcsteljesítménnyel [82, 83].

Az eddig bemutatott technika jellemzője, hogy az energiamoduláció során keletkező csomók száma függ a moduláló lézer impulzushosszától. Amennyiben a lézerimpulzus az elektroncsomaggal együtt keresztülhalad az undulátoron, a lézerfény ciklusszámának megfelelő számú mikrocsoó keletkezik, amelyek mind sugároznak. Ennek következtében nem csak egy impulzus, hanem attoszekundumos impulzussorozat alakul ki. A két különböző hullámhosszúságú moduláló lézert használó technika nyújt lehetőséget arra, hogy sorozat helyett izolált attoszekundumos impulzust lehessen előállítani [84]. Ezt a technikát szemlélteti a 16. ábra.



16. ábra A két moduláló lézert használó elrendezés felépítése [84], ahol W1 és W2 a wigglereket jelöli.

A modell megvalósításához két wiggler (W1 és W2) és két moduláló lézer (1200 nm és 1600 lézerek) szükséges (16. ábra). Az 1-1 periódusból álló wiggler-ekben az elektronnyaláb kölcsönhatásba lép a lézerekkel. Az első lézer az első, míg a második lézer a második

undulátor közepére van fókuszálva. A lézernyalábok fázisa úgy lett beállítva, hogy amikor a burkoló csúcsa eléri a wiggler közepét, a térerősség nulla legyen. A létrejövő dupla energiamoduláció után a chicane létrehozza a csomót, amely a fő mikrocsonk mellett 1-1 szomszédos mellékcsonk is tartalmaz. A két-színű technika előnye, hogy a mellékcsonkban levő elektronszám fele az egy lézerrel előállított csomóénak, így majdnem olyan izolált attoszekundumos impulzus áll elő, melynek hossza 250 attoszekundum. Továbbfejlesztve *Zholents* ötletét, *Y. Ding* 2009-ben publikálta az ESASE modell újabb változatát, amelyben szintén két moduláló lézert használt, viszont a sugárzó undulátor elvékonyodó volt, aminek köszönhetően az így kapott impulzus hossza mindössze 100 attoszekundum lett [85].

Ezen a területen a legújabb eredmény a 2009-es EEHG-val javasolt attoszekundumos impulzus előállítás [86], amely során a moduláló lézer 200-adik harmonikusának előállítását szimulálták 20 attoszekundumos impulzushosszal. Az impozáns szimulált eredmény mellett megjegyzendő, hogy az EEHG hatékonyságát jelentősen limitálja a CSR hatása. *K. Hacker* 2015-ös cikke [87] kifejti az EEHG technika határait, amely szerint a CSR hatása annyira jelentős, hogy 1 kA áramnál nagyobb áramú elektroncsomagoknál nem használható. *Hacker* számolásait a CSR-Track kóddal végezte, amely tartalmazza a sugárzás visszahatását, ellentétben a korábban közölt eredményekkel, amelyek ezt nem tartalmazták. Ennek a problémának a megoldására *Hacker* javaslata a következő volt: a CSR szerepének csökkentésére hagyjuk el a hagyományos EEHG modellből a második undulatort és a csomósodás szabadtérben való repüléssel legyen megoldva [88]. A téma folytonos fejlődése és ígéretes eredményei miatt e terület nagyon ígéretes jövő elé néz.

5 SZOFTVEREK

A FEL-ek első szimulációi és különböző modellek kifejlesztései az 1970-es években kezdődtek, és az elmúlt közel 40 év során rengeteget mozdultak előre. Ebben természetesen jelentős szereppel bírt a számítógépek rohamos fejlődése, amivel mára már elérhetővé vált több millió részecske együttes sugárzásának kiszámolása több száz számítógép, vagy egyetlen szuperszámítógép segítségével.

A modern FEL-eknél (mint például a korábban már említett európai XFEL-nél [36]), a szimulációk az elektronpályáját követik végig az elektronágyútól egészen a sugárzást előállító undulátorig. Ezeket a szimulációkat start-to-end szimulációknak nevezzük (S2E). Attól függően, hogy az elektron milyen eszközzel kerül éppen kapcsolatba, a jelenlevő fizikai követelmények is különbözőek. Jelenleg nem létezik egyetlenegy szoftver, amely minden elektrongyorsító és sugárzást előállító elem tulajdonságaival maximálisan rendelkezne, ezért a szimulációkban az egyes elemeket (elektronágyú, LINAC, chicane, undulátor) elkülönítik egymástól és külön-külön végeznek rajtuk szimulációs futtatásokat.

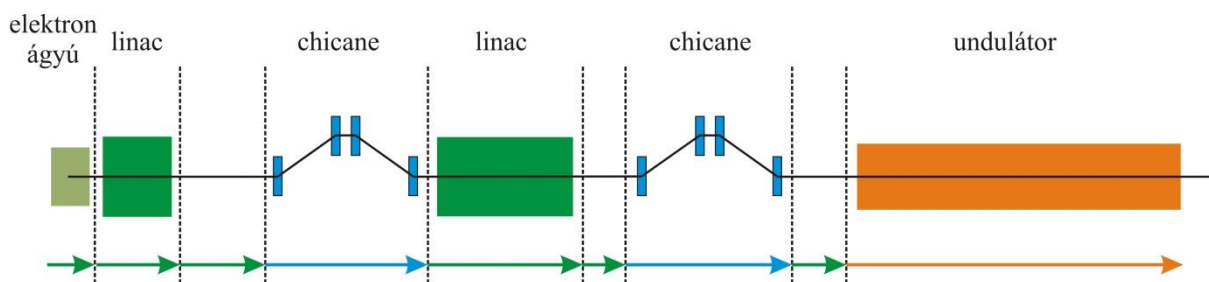
Ebben a fejezetben összefoglalom a jelenleg használt fontosabb szimulációs alkalmazásokat, illetve az általam használt programokat a teljesség igénye nélkül.

5.1 Start-to-End szimulációk

A világ vezető FEL központjaiban a S2E szimulációknál használt szoftverek kombinációi közel megegyeznek. A használatban levő fontosabb három szoftver: az ASTRA, a CSR-Track, és a GENESIS. A S2E szimulációk általános felépítését a 17. ábra mutatja.

Mindhárom szoftverben közös, hogy az elektroncsomót vékony longitudinális szeletre bontják és ezen a kis szakaszon végzik el a számolást, nem a teljes csomón.

Az ASTRA (A Space Charge Tracking Algorithm) egy gyorsításra használandó kód [89], amely figyelembe veszi a töltések között fellépő Coulomb-kölcsönhatást. Legfőbb alkalmazási területe az elektron injektorok és a linac-ok modellezése. Más optikai elemek közötti szabad térben való terjedés (mint például a chicane és az undulátor közötti szakasz) modellezésére is használják.



17. ábra A Start-to-end szimuláció elemeit bemutató séma és az elemekhez tartozó szoftverek (zöld: Astra, kék: CSR-track, narancssárga: Genesis).

A CSR-Track (Coherent Synchrotron Radiation Track) [90] kód leírja az elektronok pályáját tetszőleges geometrián keresztül egy és akár három dimenzióban is. A három dimenziós szimulációk során a kód figyelembe veszi a CSR-t és annak hatását az elektroncsomón belül. A CSR-Track-kel számolható az elektronok pályája dipólus, chicane, kvadrupólus és több pólusú mágnesek esetén is.

A Genesis egy három dimenziós szimulációs kód [91], amelyet számos FEL központ használ a világban (LCLS, DESY, VISA) undulátorokban keletkező sugárzás szimulálására. A kód a részecskék és az elektromágneses hullámok eloszlását diszkrét módon kezeli három dimenzióban. Az elektronok transzverzális irányban való fejlődése kvázi-analitikus, míg a longitudinális paraméterek változását negyedrendű Runge-Kutte módszerrel határozza meg. A Genesis 1.3 számos funkcióval bővült, többek között az energiavesztéssel, spontán sugárzással és az undulátor mágneses terének hibájával való számolással. A legújabb verziója

engedélyezi a két undulátor között helyezkedő különböző optikai rendszerek átviteli mátrixának megadását (ilyen például a chicane).

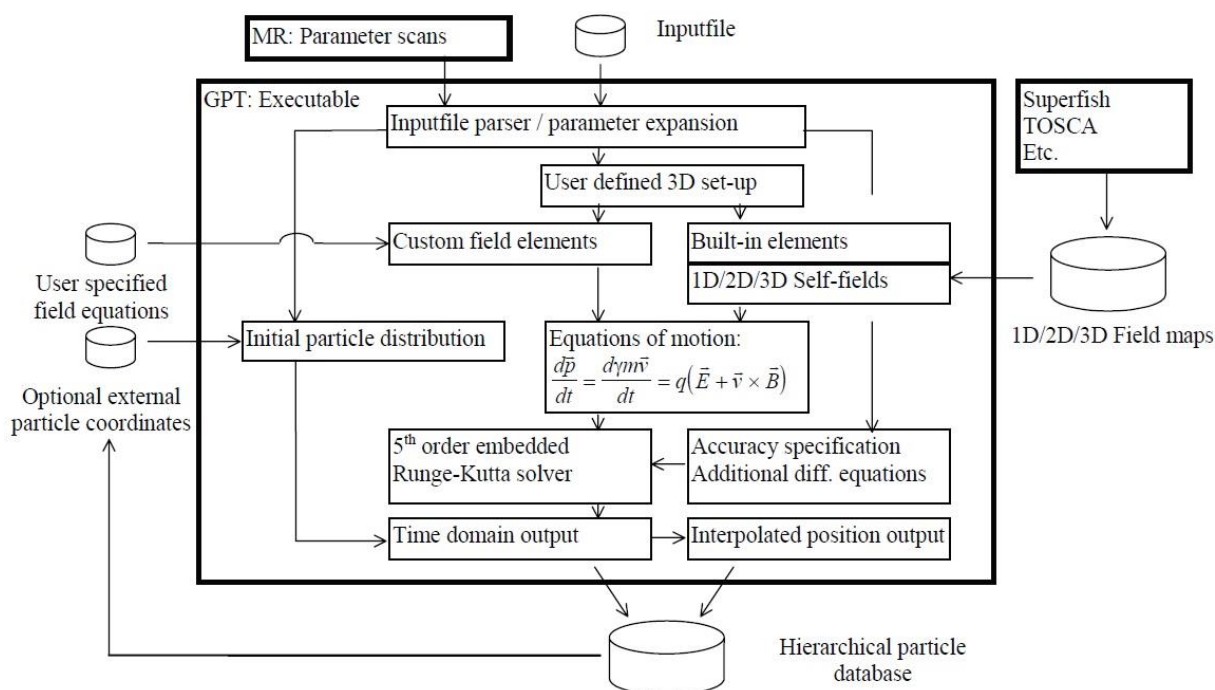
A három szoftver közötti adatátadásra kisegítő kódokat fejlesztettek ki, melyek a megfelelő adatstruktúrát állítják elő az éppen számoló kód számára. Így elérhető az, hogy a három különböző kód tetszőleges kombinációban használható.

5.2 General Particle Tracer

A General Particle Tracer (GPT) [92, 93] egy olyan szoftver, amely a töltött részecskék elektromágneses térrel való kölcsönhatása során bekövetkezett dinamikájának tanulmányozását segíti három dimenzióban. A szoftver célja, hogy segítse a gyorsítók tervezését, továbbá nyomon kövesse a részecskecsomagok pályáját. A GPT három dimenzióban képes vizsgálni korlátlan számú olyan részecske mozgását, amelyekre komplex elektromágneses terek hatnak. A nagyobb töltésű csomagok esetén bevált eljárás a makro-részecskék használata, miszerint megfelelően több elemi részecske egyetlen részecskével helyettesíthető, aminek következtében a számolási idő kevesebb és a memória használat visszafogottabb. A mozgás során a részecskék között fellépő Coulomb-kölcsönhatást is figyelembe veheti a programozó, melyre több opciót biztosít számára a program. A szoftver által kapható eredmények nagy pontosságúak és megbízhatóak. A kód további nagy előnye, hogy felhasználóbarát, és igény szerint bővíthető C++ nyelven.

A kód különböző fizikai struktúrákat – más szóval elemeket – tartalmaz, amelyek a felhasználó által tetszőlegesen meghívhatók. A GPT sok általános elemet tartalmaz, mint például kvadrupólusokat, mágneseket és gyorsító struktúrákat, és lehetőséget biztosít további elemekkel történő bővítésre is. Az elemek három dimenzióban helyezhetőek el tetszőleges irányban (erre más programok nem képesek). Mindezek mellett külső terek beimportálására is alkalmas a szoftver.

A makrorészecskék mozgását a program relativisztikus esetben is kezeli, amit időtartományban adaptív lépésközzel ötödrendű Runge-Kutta módszerrel old meg. A GPT szoftver több csomagot tartalmaz: többek között a GPT fordítót, amely végrehajtja a számolásokat, a kiterjedt elő- és utóprocesszort, amelyek az adatelemzést és a grafikai megjelenítést segítik. A szoftver sematikus felépítését a 18. ábra mutatja.



18. ábra Egy futtatható GPT állomány sematikus elrendezése [93].

A program lefuttatása egy ASCII bementi fájl (input file) beolvasásával kezdődik, amely leírja a futtatandó szimulációt. Az input file tartalmazza a kezdeti részecske-eloszlásokat, a három dimenziós elektromágneses terek paramétereit, a Coulomb-kölcsönhatás alkalmazási lehetőségeit és a kimeneti beállításokat. Az általam felhasznált lézertér és undulátor tereinek definiálása is ebben a szoftverben történt.

5.3 Elektroncsomósítás (electron bunching)

Az általam kifejlesztett C#-ban programozott elektron bunching kód egyetlen elektron mozgását írja le tetszőleges periódusú, erősségű, trimmelésű undulátorban, ahol Gauss-nyalábú elektromágneses sugárzás van jelen az undulátor közepére fókuszálva⁶. Egy elektron esetén az elkészített kód és a GPT által kapott eredmények közötti eltérések elhanyagolhatóak. A saját szoftver előnye, hogy az ideális undulátor paraméter és undulátor periódushossz optimalizálását hamarabb végzi el, mint a GPT. Ebből kifolyólag úgynevezett előoptimalizáló szereppel bír. Az eredményeket értékelve meghatározható, mely értékek mellett lesz maximális az energianövekedés az undulátorban, így a GPT-vel már csak az optimális paraméterekkel felruházott számolást kell elvégezni. A kód felhasználói felülete az Függelékben látható.

⁶ A lézer főbb paraméterei tetszés szerint állíthatók: nyalábnyak, hullámhossz, térerősség és fázis.

II. CÉLKITŰZÉSEK

A szabadelektron lézerekkel előállított ultrarövid, attoszekundumos impulzusok megkövetelik az elektronmanipuláció során létrejövő elektroncsomók optimalizálását, fejlesztését, vizsgálatát. Alapvető célom, hogy olyan elektroncsomót érjek el, amelynek hossza rövidebb, mint 10 nm, és amelyet azután koherens, attoszekundumos impulzusok előállítására lehet felhasználni.

Megismerve a csomósítási technikákat, célul tűzöm ki egy, a gyakorlatban is megvalósítható undulátor és nagyenergiájú lézerfény kölcsönhatásának eredményeként létrejövő elektroncsomó korlátainak feltárását.

További célul tűzöm ki a modellben használt undulátor megvalósíthatósági korlátainak és alkotóelemeinek teljes vizsgálatát. Részletekbe menően vizsgálom a nanocsomó hosszának függését a lézer és az elektroncsomag paramétereitől. Egy optimalizált, megvalósítható paramétersereget kívánok meghatározni, amellyel a lehető legjobb tulajdonságokkal rendelkező elektroncsomó áll elő, amelyet sugárzás előállításra felhasználva a lehető legnagyobb energia érhető el.

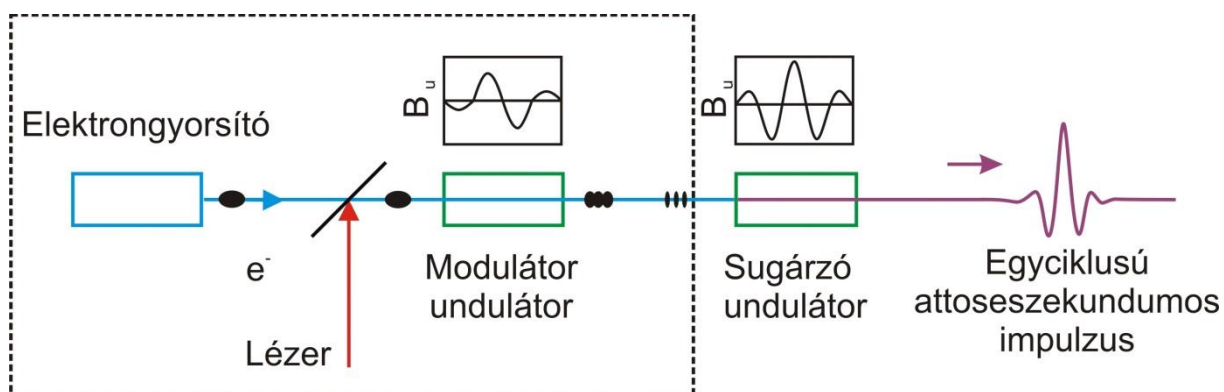
Kutatásaim fő célja, hogy ezeket a csomókat alkalmazva stabil, vivő-burkoló fázis kontrollált, attoszekundumos impulzusokat lehessen előállítani az extrém ultraibolya tartományban, ezzel újabb kutatási területeket nyitva az attoszekundumos impulzusokkal foglalkozó és azt igénylő kutatások területén.

További célul tűzöm ki a lézerrel gyorsított elektronok felhasználhatóságának vizsgálatát ultravékony elektroncsomó előállításra.

III. TUDOMÁNYOS EREDMÉNYEK

6 ULTRARÖVID ELEKTRONCSOMAG ELŐÁLLÍTÁSA

Az ultrarövid, attoszekundumos impulzusok előállítására tett javaslatunk sematikus elrendezését a 19. ábra mutatja, amely két különálló folyamatból áll. Az első tartalmazza az elektroncsomó előállítását (szaggatott vonallal jelölt rész), míg a második az egyciklusú attoszekundumos impulzusgenerálást. A modell szerint a relativisztikus elektroncsomó a lineáris gyorsítóban felgyorsul, majd a lézerfénnyel közösen keresztülhalad a moduláló undulátoron, amelyben megtörténik az energiaátadás az elektronok és a lézer tere között, más szóval végbemegy az energiamoduláció. Az elektronok az undulátort elhagyva szabadon repülnek, majd a gyorsabb elektronok utolérlik a lassúbbakat, így hozva létre a nanocsomókat. *Munkám során a csomósítás modellezésével és optimalizálásával foglalkoztam. A néhány ciklusú sugárzó undulátorban keletkezett sugárzást döntően a jelenlevő elektroncsomó határozza meg, amelynek modellezése Tóth György munkája.*



19. ábra A modellünk elrendezése.

A 3. fejezetben bemutatott csomósítási technikák során a jelenlevő alkotóelemek paraméterei döntően befolyásolják a keletkezett csomó tulajdonságait. A keltett csomó sajátosságai pedig befolyásolják a keletkező sugárzás tulajdonságait. A modulálás során a főbb alkotóelemek tehát az elektroncsomag, az undulátor és a moduláló lézer. E három fő elem egyesével történő optimalizálásával foglalkozom a további fejezetekben. Az ultravékony csomók által keltett attoszekundumos impulzusokat röviden a 7. fejezetben ismertetem. A módosított modellt, amelyben a lineáris gyorsítót felváltja a lézerplazma-gyorsító a 8. fejezetben vizsgálom.

1. táblázat A modellszámítások során felhasznált paraméterek

Paraméterek	Érték
Elektronnyaláb energiája (γ)	2000
Elektronnyaláb energiabizonytalansága (σ_γ^*)	0,05%
Elektroncsomó töltése	$\approx 0,25$ nC
Elektronnyaláb hossza	≈ 30 μ m
Elektronnyaláb emittanciája	1,4 mm mrad
Elektronnyaláb sugara	30 μ m
Lézer hullámhossza (λ_l)	516 nm
Lézer csúcsteljesítménye	10 TW
Lézer nyalábnnyaka az undulátor közepén	0,72 mm

A célom a lehető legrövidebb elektroncsomó elérése volt. A továbbiakban a néhány nanométer hosszúságú elektroncsomót nanocsomónak hívom. A korábban ismertetett három csomósítási technika közül kellett a számunkra optimálisabb típust kiválasztanom. Az EEHG-nél a rendszer bonyolult, továbbá igazi előnye akkor mutatkozik meg, ha nagy számú harmonikust akarnánk előállítani, ami esetünkben nem igaz. Így e típust elvetettem. A

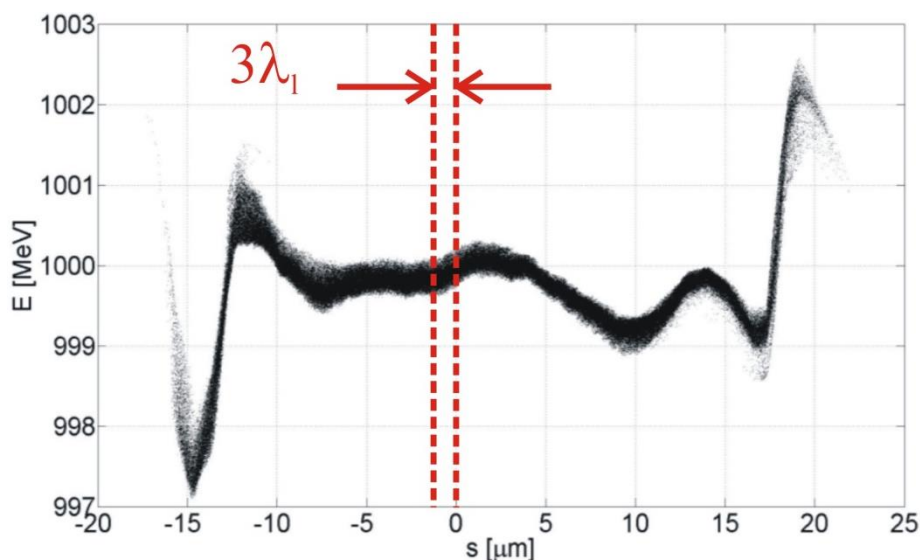
második típusnak – amikor két undulátor és egy chicane van jelen – fő előnye az energiabizonytalanság csökkentése, ami a jövőben a modell további fejlesztése során lehet potenciális lehetőség. A számomra optimálisabb típus az első, vagyis az egy modulátor és chicane használata. Ennél a típusnál a (34)-es képlet alapján a csomó rövidegét a moduláló lézerhullámhossz, az energiabizonytalanság és az energia-moduláció befolyásolja. Szem előtt tartva, hogy a csomó a lehető legrövidebb legyen, rövid hullámhossz, kicsi energiabizonytalanság és nagy energia-moduláció szükséges. Ügyelve a keletkezett sugárzás energiájára (amely négyzetesen függ az elektroncsomag energiájától), a lehető legnagyobb energiájú elektroncsomag az optimális. Feladatomban volt tehát egy olyan optimalizált paramétersereg meghatározása, amely minden feltételt figyelembe vesz és paramétere realisztikusak.

Az összes feltételt kezelve, a modellszámítások során használt elektroncsomag paramétere a FLASH nevű elektrongyorsító adatai, amely berendezés a hamburgi DESY szadelektron lézer kutatóközpontban üzemel [94, 95]. Az optimalizált paraméterek listáját az 1. táblázat tartalmazza. A nagy teljesítményű lézer hullámhossza 516 nm, továbbá a moduláló undulátor periódusszáma kettő, mágneses tere trimmelt és undulátor paramétere $K = 1,4$. Az optimalizált paraméterek meghatározását és azok vizsgálatát a dolgozat további alfejezeteiben ismertetem.

A 20. ábra a FLASH2 DESY munkatársai által generált S2E szimulációból kapott realisztikus elektroncsomag fázistéren való eloszlását mutatja a moduláló undulátor előtti állapotában. Az ábra szemléltető jellegű⁷. Az 5. fejezetben bemutatott GPT szoftverrel nem a teljes elektroncsomót szimuláltam, hanem annak a moduláló lézer hullámhosszától függő, $3\lambda_l$

⁷ A szemléltetés oka, hogy a FLASH2 2013-2015-ös HGHG kutatásai főleg az alacsony töltésű számításokra korlátozódtak. Az ábrán 100 nC-os 100 keV-os energiabizonytalanságú csomó látható. Én a szimulációk során 500 keV-os 250 nC töltésű elektroncsomaggal számoltam, szem előtt tartva a csomóból keletkező sugárzás energiáját. A sugárzás energiája növelhető a csomóban levő töltéssel.

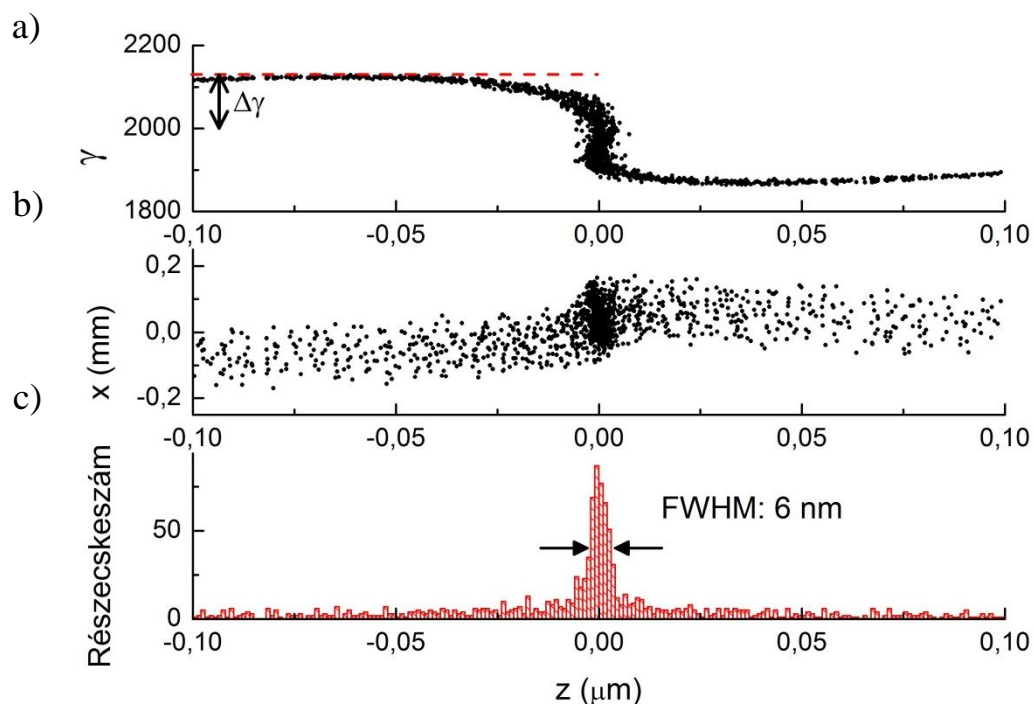
hosszú szeletét. A szimulációk során egyenletes eloszlásban, a teljes töltéshez viszonyítva megfelelő arányú töltést tételeztem fel e szeletre, melyeket makrorészecskékként szimuláltam. A makrorészecskék számát 5000-re és 30000-re állítottam, melyek 16125 és 2688 elektronnak feleltek meg, 516 nm-es hullámhossz és 2,5 kA-os áram esetén.



20. ábra A DESY által szimulált valós elektroncsomó fázistéren való ábrázolása. [96]

Felhasználva az 1. táblázatban feltüntetett paramétereket, az általam generált elektroncsomó létrejöttét mutatja a 21. ábra, amely számolása során a GPT szoftvert használtam. A felső ábra az elektronok eloszlását mutatja a fázistéren, míg a középső ábra a térbeli eloszlást az x - z síkban. Az alsó ábrán az elektronok sűrűségeloszlását láthatjuk a haladási irány mentén. Az ábráról leolvasható az energiamoduláció nagysága, azaz $\Delta\gamma = 132$. A nagy energiamoduláció miatt a chicane alkalmazása szükségtelen, hiszen anélkül is kialakul(nak) a csomó(k) az elektroncsomagban a moduláló undulátor mögötti néhány méteres tartományon történő áthaladása során. A chicane ezt a repülési távolságot nem tudná jelentősen lerövidíteni, továbbá a mágnesek között fellépő CSR negatív hatást válthatna ki. Ezt a hatást el akartam kerülni. Az alsó ábrán az elektronok sűrűségfüggvényére Gauss-eloszlást illesztve meghatároztam a csomó félértékszélességét (FWHM, Full Width Half

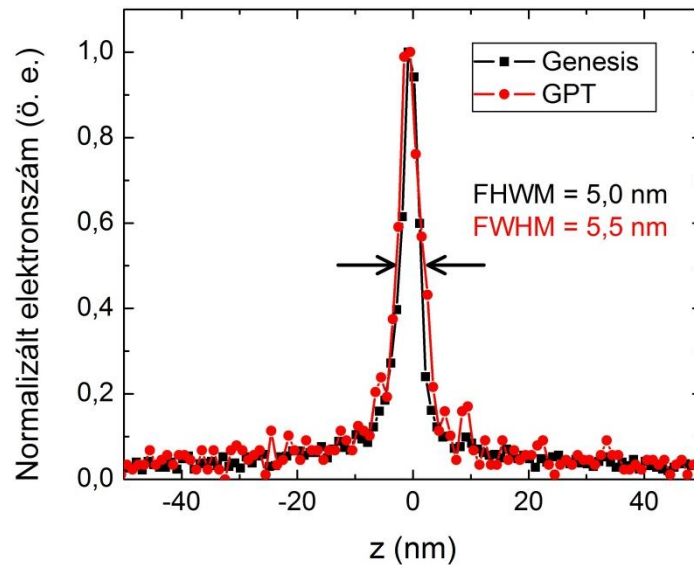
Maximum) ami 6 nm lett. A kódban figyelembe vettem a Coulomb-kölcsönhatást három dimenzióban, ami sarkalatos pontja a hasonló célú szimulációknak.



21. ábra Nanocsomó. Az elektronok energiaeloszlása a fázistéren a), a térbeli eloszlás a x - z síkban b), és a sűrűség eloszlás a haladási irány mentén c).

A modulátor undulátort módosítva és a kezdeti elektroncsomót a (10)-es egyenletnek megfelelően szögben belőve, a szimulációt elvégeztem a GENESIS nevű szoftverrel is. A két kóddal, a GPT-vel és Genesis-szel kapott eredményeket a 22. ábra mutatja. Összevetve egymással a két görbét, a csomók hosszai 10%-ban térnek el egymástól, így elmondható, hogy a modell kiválóan működik, továbbá az ultravékony csomó generálása megfelel a célul kitűzött elvárásnak.

A kérdés a továbbiakban az volt, hogy a megvalósítás szempontjából milyen paraméterekre érzékeny az eljárás, és az egyes tulajdonságok bizonytalansága milyen hatással van a keletkező csomóra. A paraméterek optimalizálását, vizsgálatát a következő fejezetekben tárgyalom.



22. ábra A GPT és a Genesis által kapott nanobunchok összehasonlítása.

Bemutatom az eljárás technikai korlátait, határait és azokat a feltételeket, amelyeknek teljesülniük kell ahhoz, hogy ultravékony, 10 nm-nél rövidebb elektroncsomót lehessen előállítani.

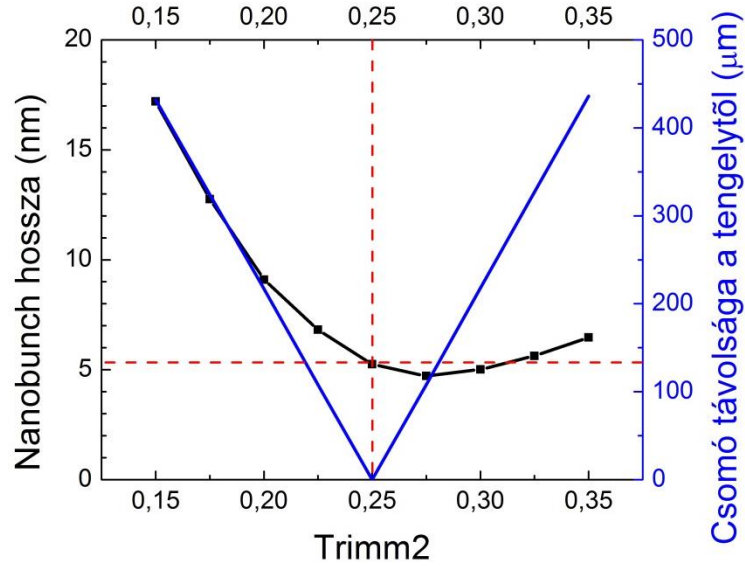
6.1 Undulátor

Az undulátor mágneses mezejének alakját szimmetrikusan trimmeltnek tételeztem fel annak érdekében, hogy az elektron az undulátorban oszcillációs pályán haladjon, továbbá az elektronnak ne legyen elhajlási szöge az undulátorból kilépve. A szabadelektron lézer fizikából jól ismert, továbbá a 3.1 fejezet ismertetett trimmelés fogalma szerint, az első undulátor periódus első felének a térerőssége $1/4$ része, míg a második felének térerőssége $3/4$ része az undulátor paraméteréből kapott teljes mágneses térerősségnek. Az utolsó, a modellem esetében a második undulátor periódus mágneses terének térbeli eloszlása hasonlóan az elsőhöz $3/4$ és $1/4$. A teljes mágneses tér eloszlása: $1/4$, $-3/4$, $3/4$, $-1/4$. A gyakorlati megvalósítástól és a modell céljától függően ez az arány változhat. Ilyen módosított undulátor például a STELLA elektrongyorsító modulátora, amelyben az $1/4$ és a $3/4$ helyett $0,41$ és $0,84$

értékek használatára került sor [97]. Általánosan a két félperiódus mágneses terét, vagyis az úgynevezett trim1-et és trim2-t, továbbá azok egymáshoz viszonyított arányát szokás vizsgálni és optimalizálni. A szimulációim során a trim2 mágneses terének arányát vizsgáltam a teljes mágneses térhez képest, fixálva a trim1-et 3/4-re. Számolásaim során két paramétert határoztam meg a trim2 függvényében: az elektroncsomag hosszát és az optikai tengelytől mért távolságát. A vizsgálat eredményét mutatja a 23. ábra. Látható, hogy az elektroncsomó hosszát tekintve az optimális értéket nem 0,25-nél, hanem 0,275-nél éri el (fekete görbe), ekkor a keletkezett csomó hossza közel 5 nm. Ebben az esetben az optikai tengelytől mért távolsága eléri a 100 μm -t (kék görbe). Az optikai tengelytől mért távolság meghatározható analitikusan is, az undulátorra jellemző (15) egyenletben definiált második integrállal, amely alapján

$$x = \frac{q_e}{\gamma m_e c_0} \int_{-\infty}^z dz' \int_{-\infty}^{z'} B_y(z'') dz''. \quad (39)$$

A numerikusan kapott adatok és a (39) egyenlet eredménye közötti különbség kevesebb, mint 1%. A 0,25-nél és 0,275-nél kapott értékek közötti különbség nem számottevően nagy, továbbá az optikai tengelytől mért távolság egy bonyolultabb rendszerben problémát okozhat (kvadrupólusok, chicane használata esetén), ezért a szimulációmnál az 1/4 és a 3/4 trimmelésű undulátort használtam.



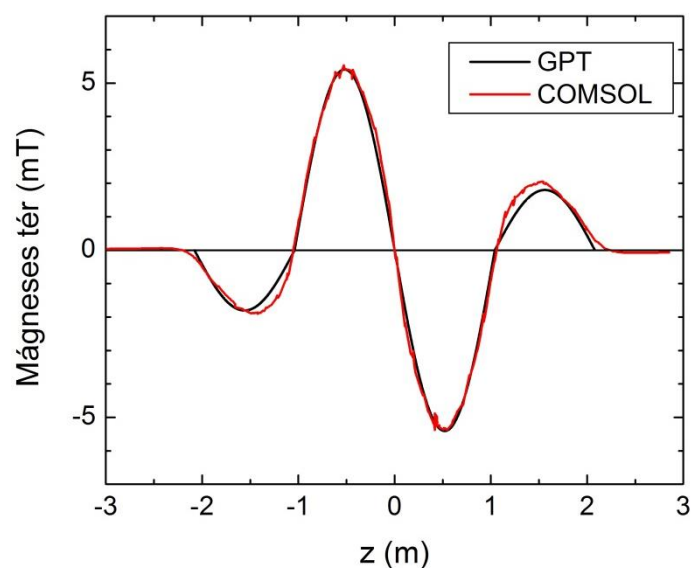
23. ábra Trimmelés optimalizálása. Az elektronsomó hosszának függése a trimmeléstől (fekete görbe) és az elektron a tengelytől mért távolsága az undulátor végén (kék görbe).

A szimulációk során használt GPT szoftver által meghatározott realisztikus undulátor mágneses terét az alábbi egyenlet írja le [93],

$$\vec{B} = B_u F_s \begin{pmatrix} 0 \\ \cosh(k_u y) \sin(k_u z) \\ \sinh(k_u y) \cos(k_u z) \end{pmatrix}, \quad (40)$$

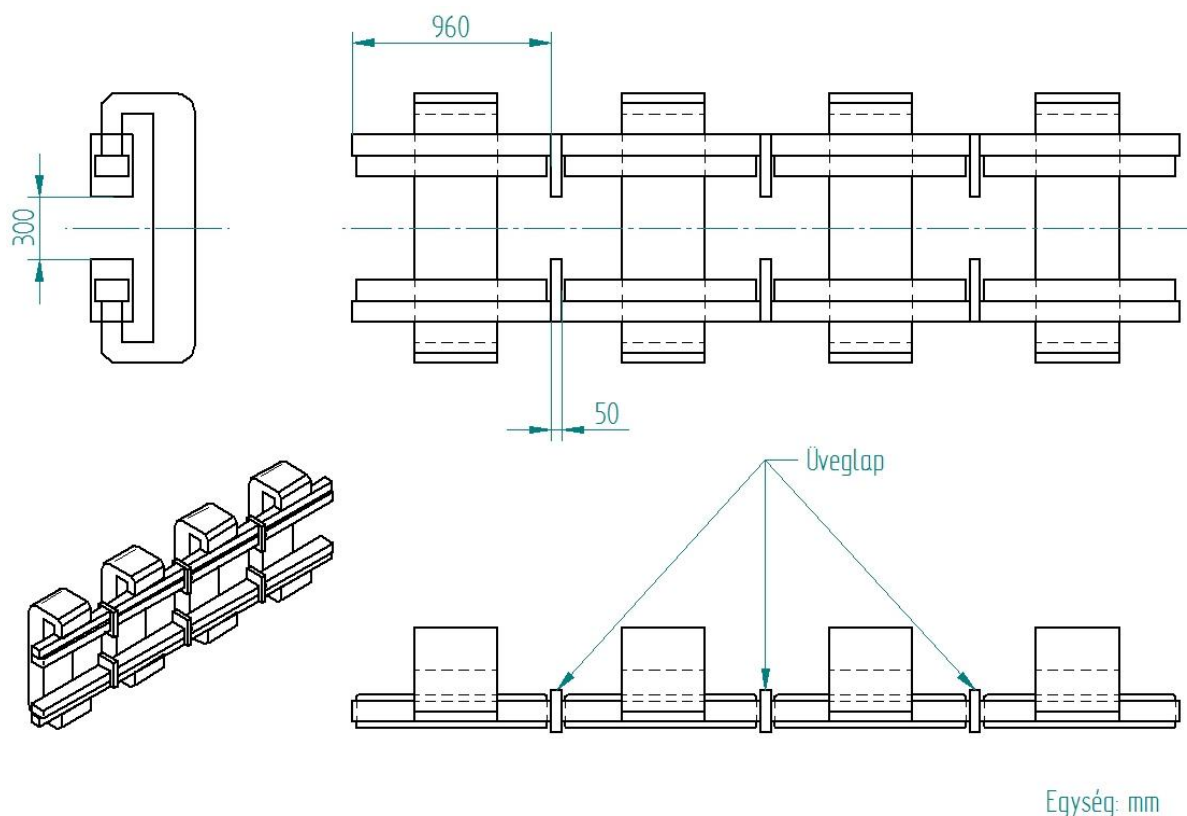
ahol $k_u = \frac{2\pi}{\lambda_u}$ az undulátor hullámszáma és az F_s függvény a korábban már ismertetett trimmelést állítja be. Az így kapott optimalizált undulátor mágneses terének alakját a 24. ábra mutatja (fekete görbe).

A görbén is látható, hogy a fél periódusok után a szinuszfüggvény törést szenved, ami nem felel meg a valóságnak. Az undulátor periódushossza 2,08 m, ami meghaladja a hagyományos periódushosszakokat (amelyek tipikus hossza a néhány mm-től 20 cm-ig terjed). A kérdés az volt, hogy a gyakorlati megvalósítás szempontjából milyen paraméterek szükségesek egy ilyen speciális méretű és alakú mágneses tér előállításához. Célul tűztem ki ilyen moduláló undulátor megtervezését és gyakorlati szempontból fontos paramétereinek meghatározását.



24. ábra A GPT és a COMSOL által eredményül kapott mágneses terek összehasonlítása.

Az undulátor mágneses mezejének modellezését végeelem analízissal, a COMSOL nevű szoftverrel végeztem. Az undulátorokat megvalósításuk szerint három fő típusba szokás sorolni: permanens mágnes, hibrid és elektromágnes. A permanens mágnes esetében egy vagy több mágnes kombinációjából hozzák létre a kívánt mágneses teret, míg a hibrid esetében egy fémréteg is jelen van a mágnesek között, így növelve a mágneses tér nagyságát. Esetünkben a mágneses tér, ami a (11)-es egyenlet alapján meghatározható a mT tartományba esik ($B_0 = 7,2$ mT), így a permanens és a hibrid undulátor megvalósítása nem szolgál előnnyel. A harmadik típus az elektromágneses undulátor, amelyben egy vasmagot körülvevő tekercsen áthaladó áram által keltett mágneses teret használják fel. Az utóbbinak az az előnye, hogy a tekercs menetszámával, illetve az áram erősségével finoman hangolható az undulátor mágneses tere, így erőssége, továbbá az undulátor paramétere is. A GPT által definiált mágneses teret reprodukáltam a COMSOL nevű kóddal. A COMSOL-ban szimulált elektromágneses undulátor modelljét a 25. ábra mutatja.



25. ábra Moduláló undulátor oldalvetületei.

Az ábrán látható, hogy tartóvasakra vannak feltekerve a tekercsek, amelyeket szigetelő üveglapok választanak el egymástól. Mind a nyolc vasmagra azonos tekercsszámú rézkábelt szimuláltam, továbbá az áramerősség nagyságát módosítottam a megfelelő pólusoknál. Az optimalizálás után a paraméterek: tekercsszám 2000, áramerősség 1,64 és 0,51 Amper, a mágnespárok közötti távolság 30 cm (vezetőképesség 6×10^7 S/m). Az így kapott mágneses tér lefutását mutatja a 24. ábra (piros görbe), összehasonlítva a GPT-vel szimulálttal.

Elmondható, hogy az undulátort sikeresen reprodukáltam azaz megvalósítható, továbbá a GPT által közelített mágneses tér helyesen írja le a kívánt teret. A teljesség igénye miatt a saját fejlesztésű Electron bunching kóddal megvizsgáltam és meghatároztam a két mágneses tér által okozott mennyiségbeli különbségeket. Azonos bemeneti paraméterek mellett vizsgáltam 1-1 elektron energiáját és térbeli helyzetét az undulátorban, és abból kilépve, a két különböző mágneses térrel számolva. A kapott eredmények alapján az

energiában megközelítőleg 3%-os, térben 4%-os volt az eltérés. Mindkét érték hibahatáron belülnek mondható.

6.2 Elektroncsomag

Az elektroncsomag pontos kiválasztásánál fontos szempont volt a kicsi energiabizonytalanság és a több száz MeV nagyságrendű energia. Az 1 GeV-os energiájú elektroncsomagok, továbbá 516 nm-es moduláló hullámhossz és $K = 1,4$ esetén a rezonanciafeltételből megkapjuk a moduláló undulátorra korábban bemutatott 2,08 m-es periódushosszat. Az elektroncsomag energiáját felülről korlátozzák a megvalósítási lehetőségek, hiszen az undulátor hossza négyzetesen változik az elektroncsomag energiájával. Például 2,5 GeV-os energia esetén az undulátor periódushossza elérné a 10 m-t, ami már nem reális. Így számolásaim során a maximális 1 GeV energiát határoztam meg felső küszöbnek.

Az általunk kívánt paramétereknek megfelel a DESY FLASH gyorsítójában megvalósított elektroncsomag, így a szimulációk során annak adatait használtam fel.

Az elektroncsomagokat az energiájuk mellett jól jellemzi a transzverzális méretük, az emittanciájuk, az energiabizonytalanságuk és a töltésük. Az elektroncsomag transzverzális emittanciáját az elektronok által a fázistéren lefedett ellipszis területével szokás definiálni, vagyis

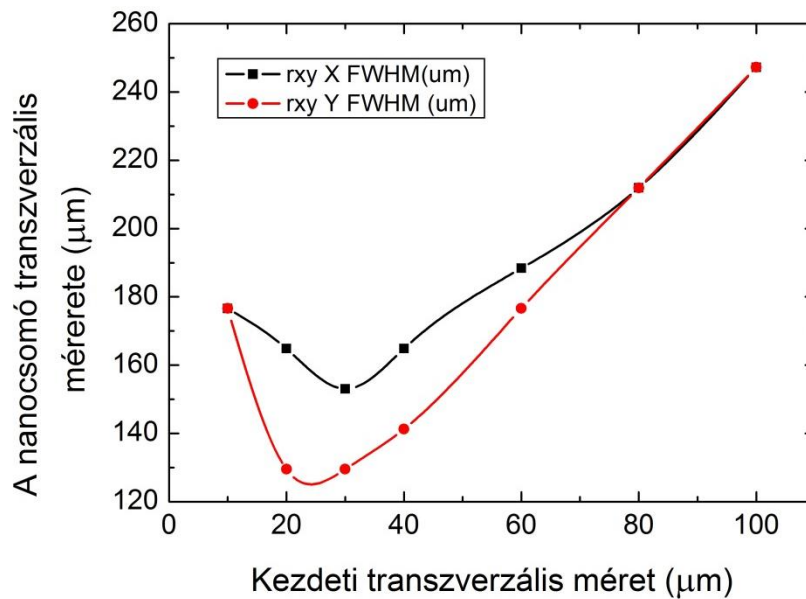
$$\epsilon_x = \sqrt{\langle x^2 \rangle \cdot \langle x' \rangle^2 - \langle x \cdot x' \rangle^2}, \quad \epsilon_y = \sqrt{\langle y^2 \rangle \cdot \langle y' \rangle^2 - \langle y \cdot y' \rangle^2}, \quad (41)$$

ahol x, y a transzverzális pozíciók és $x' = dx/dz$ és $y' = dy/dz$ a transzverzális szögek [7].

A relativisztikus elektroncsomagok jellemzésére általában a normalizált emittanciát szokás megadni,

$$\epsilon_n = \gamma \epsilon_x, \quad (42)$$

ahol γ a relativisztikus faktor. A számolásaim során a FLASH-nél mért normalizált emittancia értékét használtam, amelynek értéke 1,4 mm mrad [95].

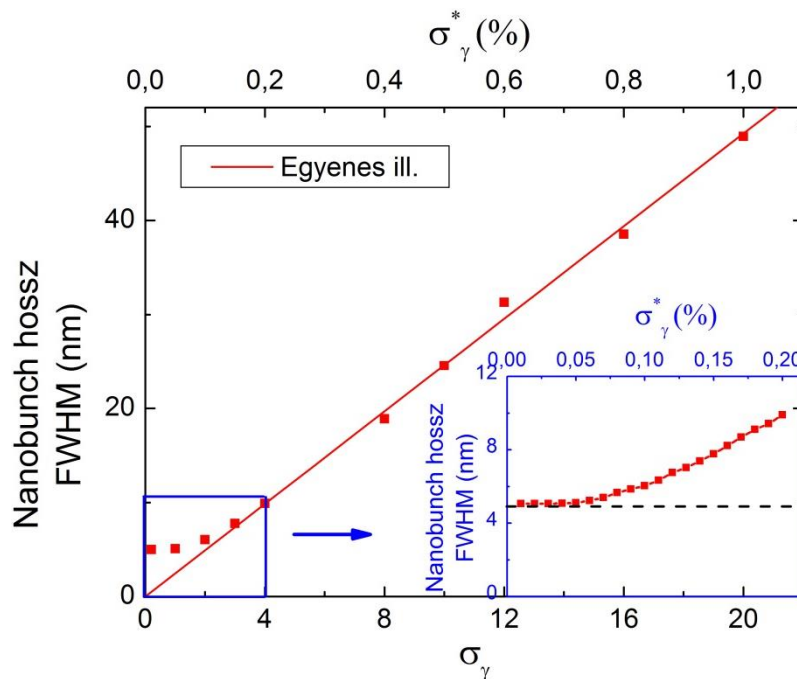


26. ábra A keletkező nanocsomó transzverzális mérete a kezdeti csomó transzverzális méretének függvényében. [13]

Az undulátoron áthaladva az elektroncsomagok transzverzális mérete a divergenciájuknak és a Coulomb-kölcsönhatásnak köszönhetően változik. A nanocsomóból a sugárzó undulátorban keltett sugárzás maximális értéke akkor érhető el, ha a csomó longitudinális hossza mellett a transzverzális mérete is minimális. Ennek megfelelően vizsgáltam a kezdeti elektroncsomag méretének függvényében a transzverzális méretet a csomósodás helyén. A kapott eredményt a 26. ábra mutatja. Látható, hogy minimális transzverzális méret, és így a maximális energia is a 30 μm-es kezdeti csomóméretnél érhető el [13].

Az ultravékony elektroncsomó eléréséhez a korábban felírt (34)-es egyenletnek megfelelően fontos szereppel bír az energiabizonytalanság. A szakcikkekben sokszor nem magát az energiabizonytalanságot, hanem az energiabizonytalanság és a lézerfénye által

okozott energiamoduláció arányát, vagyis $A = \Delta\gamma/\sigma_\gamma$ -t vizsgálják [69]. Én a szimulációim során a két mennyiséget külön-külön vizsgálom, hiszen a $\Delta\gamma$ értékének meghatározása további optimalizációt igényelt.



27. ábra A nanocsomó hosszának függése az energiabizonytalanságtól. 0,1%-os energiabizonytalanság érték alatt a nanocsomó hossza nem lineárisan változik az energiabizonytalansággal.

Az energiabizonytalanság és a csomó hossza közötti lineáris kapcsolatot mutatja (0,1%-nál nagyobb relatív energiabizonytalanság esetén) a 27. ábra, ahol $\sigma_\gamma^* = \sigma_\gamma/\gamma$. Megfigyelhető, hogy 1%-os relatív energiabizonytalanság esetén az elérhető csomó félértékszélessége közel 50 nm, míg 0,2% alatt elérhető a célul kitűzött 10 nm-es határ. Az ábrán mutatom az adatokra illesztett egyenest, amely jelentősen eltér a 0,1% alatti adatoktól. Ennek oka, hogy ezen a tartományon jelentősen megnő az elektronok között fellépő Coulomb-kölcsönhatás. A számolásaim alapján megállapítottam, hogy a csomó hosszának van abszolút minimuma. Ekkor a csomó hossza 5 nm.

Összefoglalva elmondható, hogy meghatároztam azt az optimális kezdeti transzverzális méretet ($r_{x,y} = 30 \mu\text{m}$), amellyel minimális transzverzális méret érhető el a csomósítás helyén. Bemutattam, hogy az energiabizonytalanság erősen korlátozza a megvalósítási lehetőségeket, továbbá a modell tökéletes működéséhez legfeljebb 0,2%-os relatív energiabizonytalanságú elektroncsomag szükséges. Ez a feltétel gátat szab más technikákkal előállított olyan elektroncsomók használhatóságának, amelyek ezt a határt nem érik el. Ilyen gyorsítók például a dielektrikus és a lézer-plazma gyorsítók.

6.3 Moduláló lézer

A szimulációk során a GPT és az általam írt Electron bunching kód is Gauss-nyalábbal írja le a lézer terét. Ebben az esetben a térerősség

$$E_x(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{r^2}{w(z)^2}} \cos\left(\omega t - k_l z - \frac{k_l r^2}{2(z^2 + z_R^2)} + \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) + \varphi_0\right), \quad (43)$$

ahol w_0 a nyalábnyak, r az optikai tengelytől mért távolság, $k_l = \frac{2\pi}{\lambda_l}$ a lézer hullámszáma és z_R a Rayleigh-hossz. A nyalábnyakat mindkét kódnál a modulátor közepére helyeztem. A (34)-es egyenlet alapján a $\Delta\gamma$ értékének növelésével a csomó hossza csökkenthető. Az energianövekedés meghatározását a 3.1 fejezetben bevezetett (27)-es egyenlet határozza meg, amely szerint $\Delta\gamma$ értéke lineárisan növelhető a térerősség növelésével. A térerősség növelésével elérhető az energia növekedése, ellenben a jelenlevő térerősség értékének és a lézer teljesítményének a célunknak megfelelően reális kereten belül kell maradnia. Az ideális lézerparaméterek kiválasztását nehezítette, hogy az elektroncsomag az undulátor belsejében a (12)-es egyenlet szerint oszcillál, továbbá az elektroncsomagnak transzverzális kiterjedése is van. A modell akkor működik jól, ha az elektroncsomagban elhelyezkedő összes elektronra

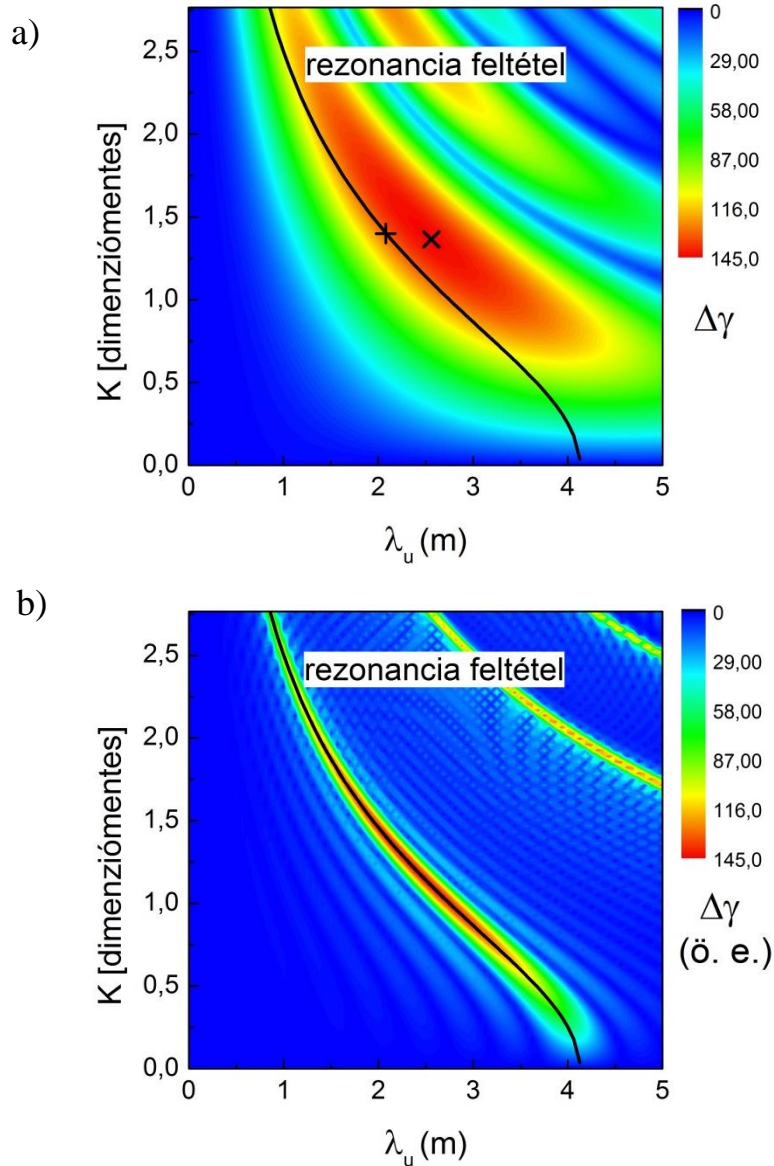
azonos nagyságú térerősség hat. Az oszcilláció a maximumát a $K/k_u\gamma \approx 230 \mu\text{m}$ -nél éri el, ami azt jelenti, hogy a lézer nyalábnyaknak ezen érték többszörösének kell lennie. A $\Delta\gamma$ növeléséhez nagy térerősség, a nagy térerősséghez erős fókuszálás szükséges ahhoz, hogy a lézer teljesítményét reális értéken lehessen tartani. Emiatt optimális értéket kellett találnom, hogy a teljesítmény ne legyen irracionálisan nagy, és az elektronok mozgásuk közben ne szenvedjenek el egy energia csörpöt a változó lézertér miatt.

A számolásaim alapján a két érték figyelembe vételével az optimális értékek a 10 TW-os teljesítmény és a $720 \mu\text{m}$ -es nyalábnyak. A kalkulációk szerint a kisebb nyalábnyak használatánál a csomó hossza lineárisan növekszik, $400 \mu\text{m}$ -nél közel elérni a 10 nm -t. A csomó hosszának a minimuma $700 \mu\text{m}$ -nél érhető el. Nagyobb nyalábnyakat feltételezve a vizsgálatok alapján (fix térerősség mellett) a csomó hossza nem változik.

Az undulátor trimmelése, a lézer teljesítménye és a nyalábnyak meghatározása után az undulátor paraméter (K) és az undulátor periódushossz (λ_u) optimalizálását tűztem ki célul. A kérdés az volt, hogy melyik paraméter pár esetén érhető el a maximális energianövekedés. Az Electron bunching kóddal végzett számolásaim során meghatároztam az undulátorból kilépő egy darab elektron maximális energiáját adott K és λ_u érték mellett. Ezt úgy végeztem el, hogy a lézer terében különböző fázisokat (φ_0 -okat) tételeztem fel $\Delta\varphi = 2\pi/80$ felbontással, továbbá K értékét 0-ról 2,8-ra, míg λ_u értékét 0-ról 5 m-re változtattam. A kapott eredményeket a 28. ábra mutatja. Az ábrán két különböző esetet tárgyalok. Az a) ábra mutatja a korábban ismertetett paraméterekkel kapott eredményeket ($w_0 = 720 \mu\text{m}, N = 2$), míg a b) ábrán szemléltetett szimulációk során a korábbi nyalábnyak tízszeresét tételeztem fel, 10 periódusú undulátor esetén. Az a) ábrán látható, hogy a maximális $\Delta\gamma$ értéke 145, amit $K = 1,37$ és $\lambda_u = 2,56 \text{ m}$ paraméterek mellett kaptam. Feltüntettem a rezonancia-feltétel által definiált görbét ((23)-as egyenlet), amely meghatározza a kapcsolatot az undulátor

paraméter és az undulátor periódus között (fekete görbe). Megfigyelhető, hogy a maximális érték nem illeszkedik a rezonancia görbére, ami azt jelenti, hogy sérül az elméleti becslés. A b) ábra szintén tartalmazza a rezonancia görbét, ami teljesen illeszkedik a szimuláció során meghatározott maximális energiamoduláció értékekre.

A szimulációim során felmerülő jelenségnek, illetve eltérésnek két oka van. Az első, a lézer fókuszálásából adódik. Azaz, a lézernyaláb Rayleigh-hossza összemérhető nagyságrendű a moduláló undulátor periódushosszával ($z_R = 3,15, \lambda_u = 2,08$). Ennek következtében a Gouy-fázis nagyságának köszönhetően a lézer fázisa az undulátor végére 33° -ot eltolódik. Ezt a hatást nem veszi figyelembe a rezonancia-feltétel. Így az elektron az undulátor végére érve nem a rezonanciának megfelelő lézerteret érzékeli, aminek hatására eltolódik a maximális energiamoduláció helye (28. ábra). Elmondható továbbá, hogy azonos K -k esetén az optimális undulátorhossz 20%-kal hosszabb, mint a rezonancia feltételnél számolt érték. Számolásaim során az undulátor megvalósítási határát ≈ 200 cm-re határoztam meg. Ennek érdekében megvizsgáltam melyik az a paraméterpár, ami mellett az energiamoduláció nem jelentősen kevesebb, mint a maximális $\Delta\gamma$, viszont az undulátor hossza jóval rövidebb. Ennek megfelelően számolásaim alapján a $K = 1,4$ és $\lambda_u = 2,08$ m paramétereket határoztam meg optimálisnak. Ekkor a moduláció értéke csak 9%-al alacsonyabb, mint a maximális energiamoduláció értéke, ellenben az undulátor közel 50 cm-rel rövidebb, mint a maximális energiamodulációhoz tartozó periódushossz.



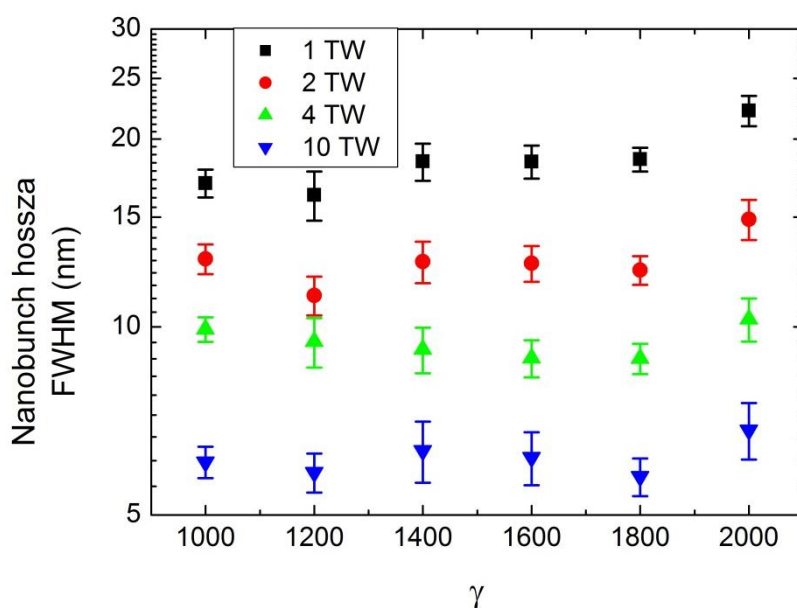
28. ábra Undulátor paraméter és undulátor periódushossz optimalizálása két periódusú a), és 10 periódusú undulátor esetén b).

A második nagy eltérés a 28. ábra a) és a b) rész ábrái között, hogy a jelentős energiamodulációt kiváltó rezonancia sáv szélességei nem egyeznek meg (piros terület). Általánosan a FEL-eknél használt undulátorok periódusszáma legalább 10. Ilyen undulátorok használatakor a rezonancia sáv jól meghatározott és keskeny, amint ezt a b) ábra is szemlélteti. Ennek oka, hogy az undulátor elég hosszú ahhoz, hogy kevésbé rezonáns undulátorhosszaknál az elektronra ható gyorsító és lassító hatások kioltásuk egymást. A két

periódusnál ez a tartomány széles, hiszen az undulátor túl rövid ahhoz, hogy e hatások fellépjenek. Azaz hosszú undulátor esetén az elektron oszcillációs pályáját követően a későbbi (jelen esetben a 2-10) undulátor periódusoknál a gyorsítást lassítás váltja fel.

Összefoglalva elmondható, hogy rámutattam, hogy a rezonancia-feltétel erős fókuszálás esetén megváltozik, emiatt az energiamoduláció vizsgálata és optimalizálása nagy fontossággal bír.

A 10 TW-os lézer teljesítmény megvalósítási nehézségei szűkítik a javasolt elrendezés felhasználhatósági körét. Éppen ezért kérdés volt, hogy alacsonyabb lézer teljesítmények mennyire korlátozzák az elrendezés felhasználhatóságát.



29. ábra Különböző moduláló lézer teljesítmények esetén a nanocsomók hosszának változása.

A fenti okokból megvizsgáltam a nanocsomó hosszának változását az elektron energiájának és a moduláló lézer teljesítményének függvényében. A relativisztikus faktort 1000 és 2000 között változtattam, így kiterjesztve a vizsgálatot alacsonyabb energiájú elektronforrásokra is. Az eredményeket a 29. ábra mutatja. Az ábrán 500 futtatás eredménye

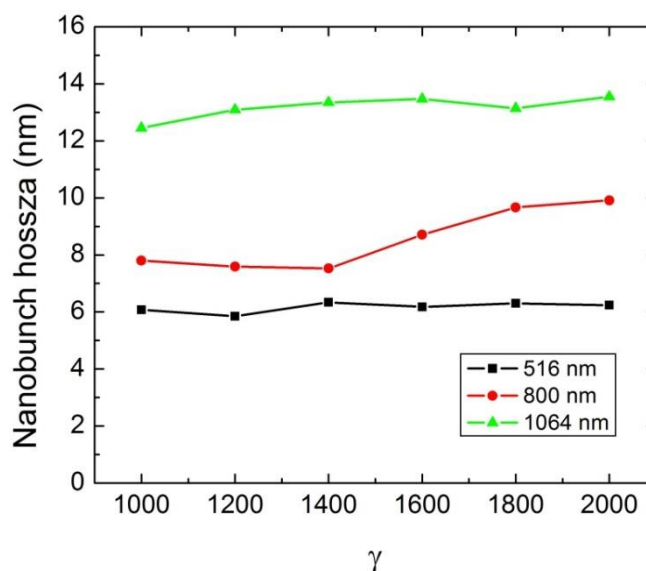
látható. A kalkulációk során a longitudinális irányban lineáris, míg a transzverzális irányokban Gauss-eloszlást használtam. A különböző futtatásokkor az eloszlásokon nem változtattam, ellenben az elektronok pozícióját véletlenszerűen választottam meg. Ennek hatására a csomó keletkezésekor a csomó hosszában kis bizonytalanság, fluktuáció lépett fel. Az eredmények alapján meghatároztam a hosszak átlagát és szórását. A 29. ábra az átlagokat mutatja, a hibasávok a hosszak szórását reprezentálják. A csomó hosszának félértékszélességét logaritmikus skálán ábrázoltam, amely jobban szemlélteti a relatív változást a különböző esetek között. A csomó γ függése nem jelentős, összhangban a (34)-es egyenlettel. Az ábrán látható, hogy nagyobb teljesítmény mellett rövidebb csomó érhető el, ami megfelel a várt eredménynek. A nagyobb moduláció csökkenti az undulátor utáni repülési hosszat, így csökkentve a Coulomb-kölcsönhatás szerepét. A számolásaim alapján már 4 TW-os lézer esetén elérhető 10 nm-nél rövidebb csomó, ami a gyakorlati megvalósítás szempontjából ígéretes eredmény. A kisebb teljesítményű lézer esetén (1 TW) a csomó hossza 25 nm-nél rövidebb, így ezen csomók csak hosszabb, tehát 50-60 nm-es központi hullámhosszú koherens sugárzás előállítására képesek.

Az aktuálisan választott lézerteljesítmény térerősségének pontos és lövésről lövésre állandó értéken tartása nehéz feladat, hiszen a lézernek energia-instabilitása van. Számolásaim során vizsgáltam 10 TW-os teljesítményű lézer esetén a keletkező nanocsomó hosszát lövésről lövésre, ha a moduláló lézer teljesítménye a $\pm 10\%$ és $\pm 5\%$ -os tartományban változik. A szimulációkkor a $\pm 10\%$ -os intenzitás fluktuáció esetén a csomó hossza maximálisan 30%-kal nőtt meg. Ez az érték $\pm 5\%$ -os esetben 20%-ra csökkent. Mindkét érték igen jelentős és nem elhanyagolható, ezért az eredmények alapján arra a következtetésre jutottam, hogy a megvalósítás során a lézerteljesítmény fluktuációjának csökkentésére különös figyelmet kell fordítani.

A szimulációk során bemutattam, hogy elérhető 6 nm-es csomó a korábban optimalizált paraméterekkel. A csomók felhasználását tekintve a sugárzás előállításához fontos, hogy a sugárzás koherenciája megfelelő legyen, továbbá, hogy mekkora a kapott sugárzás energiája. A célom az, hogy az előállított elektroncsomókat felhasználva a lehető legnagyobb energiát lehessen előállítani. Az előállított sugárzás energiája növelhető a korábban ismertetett longitudinális és a transzverzális méretcsökkentéssel. A növekedést szolgálja továbbá a relativisztikus elektronok energiájának növelése (azonban e paraméter esetében 1 GeV-ot határoztam meg felső határnak). Az energia tovább fokozható az elektroncsomóban levő töltés növelésével is. Az eddig ismertetett számolásokban az előállított 6 nm-es csomóban meghatároztam a jelenlevő töltést, ami 1,1 pC. Könnyen belátható, hogy a csomó hosszának növelésével azonos energiasűrűséget feltételezve nagyobb töltés érhető el. Így ennek megfelelően nagyobb energia valósítható meg. A töltés és az energia növelésével a nanocsomó mérete is megnövekszik, ami a koherenciára hat negatívan. E paraméterek figyelembevételével vizsgáltam a nanocsomó hosszát és a benne levő töltés értékét a moduláló lézer hosszának változásával. A számolásokat elvégeztem az 516 nm mellett, 800 nm-es és 1064 nm-es hullámhosszú lézer esetében is. Az eredményeket a 30. ábra mutatja.

A moduláló lézer hullámhosszának növelésével az energiamoduláció során az elektroncsomag nagyobb szeletéből keltődik a csomó, aminek hatására több elektron kerül bele a nanocsomóba. Látható az ábrán, hogy $\gamma = 2000$ és $\lambda_l = 800$ nm esetén 10 nm (piros görbe), míg 1064 nm esetén 14 nm hosszú (zöld görbe) csomó érhető el. Míg az 516 nm-es nanocsomóban közel 1,1 pC a töltés, addig 800 nm-nél 1,8 pC, 1064 nm-en pedig 2,1 pC a töltés. Ezáltal közelítőleg dupla hullámhosszal a csomó kétszeresére, míg a töltés közel 1,9 szorosára változik [98]. E vizsgálatok jelentősége főleg a hosszabb hullámhosszakon előállított sugárzás energia-hatékonyságában jön elő. Hosszabb hullámhosszak előállítása

(pl. 40 nm-től 250 nm-ig terjedő központi hullámhosszú sugárzás) esetén a 6 nm-es csomó előállítása kevésbé hatékony, mint a 10 vagy 14 nm-es csomó esetében. A nagyobb töltésmennyiség hatására a hosszabb hullámhosszakon (40 nm – 250 nm) az elérhető energia is nagyobb [99].



30. ábra Nanocsomó hosszának változása különböző a moduláló lézer hullámhosszak esetén.

Az előállított attoszekundumos impulzus energiáját befolyásoló fontos vizsgálati szempont a csomó ultravékony hossza mellett a csomó élettartama. Az élettartam azt jelenti, hogy a csomó mennyi ideig tartja meg rövid, 10 nm-nél rövidebb hosszát. A csomósodás során létrejövő viszonylag nagy energiamoduláció miatt az elektronok közötti sebességkülönbség jelentősen nagy ($\Delta\gamma = 0 - 264$), emiatt a nanobunch hossza a létrejötte után folyamatosan növekszik, míg keresztülrepül a sugárzó undulátoron. A számításaim alapján ez az időtartam közelítőleg a 3-6 ns tartományba esik, ami 90-180 cm hosszának felel meg. Ez a sugárzó undulátor megadásánál, beállításainál fontos szempont.

Összefoglalva, bemutattam, hogy 4 TW-os lézertér esetén elérhető 10 nm-nél rövidebb elektroncsomó. A moduláló lézer hullámhosszának növelésével elektronszám növelés valósítható meg a nanocsomóban, viszont mindez a felhasználást tekintve az előállítani kívánt hullámhosszra korlátokat szab.

7 STABIL VIVŐ-BURKOLÓ FÁZISÚ ATTOSZEKUNDUMOS

IMPULZUS ELŐÁLLÍTÁSA

A szimuláció során előállított (6. fejezet) relativisztikus, ultravékony elektroncsomagot küldjük keresztül a sugárzó undulátoron a 19. ábra alapján. A sugárzó undulátor, a szabadelektronlézer fizikából ismert több (akár több mint száz) ciklusú undulátor helyett csak néhány ciklusból áll. Ez alapján elmondható, hogy modellünk szakít a szabadelektronlézer fizika hagyományaival. A modellünk alapján a sugárzó undulátor mágneses tere leírható az elektron haladási iránya mentén a

$$B_{sug} = \begin{cases} E_{0,sug} e^{-\frac{z^2}{2w_{sug}^2}} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{sug}} z\right), & \text{ha } -\frac{L}{2} < z < \frac{L}{2} \\ 0, & \text{egyébként} \end{cases} \quad (44)$$

egyenlettel, ahol a Gauss-eloszlású burkoló szélessége w_{sug} és az undulátor hossza L . A paraméterek beállításai a számolásoknál $w_{sug} = 1.5 \lambda_{sug}$ és $L = 2.5 \lambda_{sug}$.

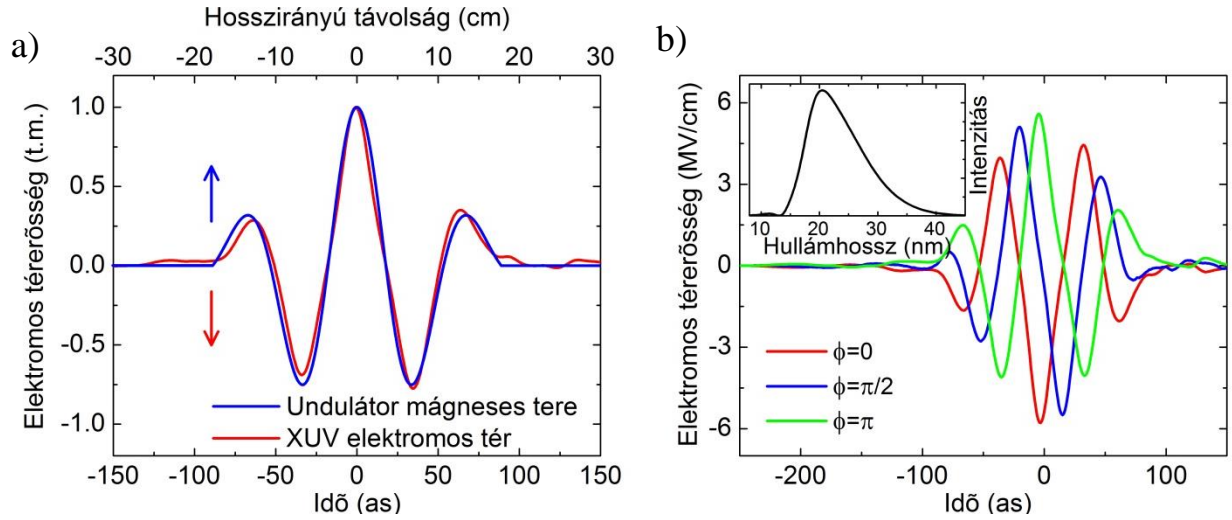
A keletkező sugárzás térerőssége meghatározható a jól ismert formula alapján [100],

$$\vec{E}(t, \vec{r}) = \sum \left[\frac{q\mu_0}{4\pi} \frac{(\vec{R} - R\vec{\beta} \times \dot{\vec{v}})}{(R - \vec{R} \cdot \vec{\beta})^3} \right]_{ret}, \quad (45)$$

ahol μ_0 a vákuum permeabilitása, q a makrorészecskék töltése, \vec{R} vektor mutat a részecske pozíciójától a retardált időben a megfigyelési pontba, \vec{v} a makrorészecske sebessége és $\vec{\beta} = \vec{v}/c$, ahol c a fénysebesség. A sugárzás folyamata alatt a makrorészecskék sebessége, gyorsulása numerikusan, a Lorentz-erőnek megfelelően számolható. A Coulomb-kölcsönhatást a számolások során nem lett figyelembe véve.

A szimulált ultravékony elektroncsomót mutatja a 21. ábra, melyből a sugárzó undulátor által keltett attoszekundumos (XUV) impulzus időbeli lefutását ábrázolja a 31. ábra

(piros görbe). Az ábrán megfigyelhető a sugárzó undulátor mágneses terének eloszlása a z -tengely mentén a (44)-es egyenlet alapján (kék görbe). Látható, hogy a keletkezett sugárzás időbeli alakja lemásolja a mágneses tér térbeli alakját (lásd 30. ábra a) rész). Az átváltási faktor az időtartományból a térbeli tartományra, $z = 2\gamma^2 ct / (1 + K_{sug}^2/2)$, ahol $K_{sug} = 0,5$ a sugárzó undulátor undulátor paramétere.



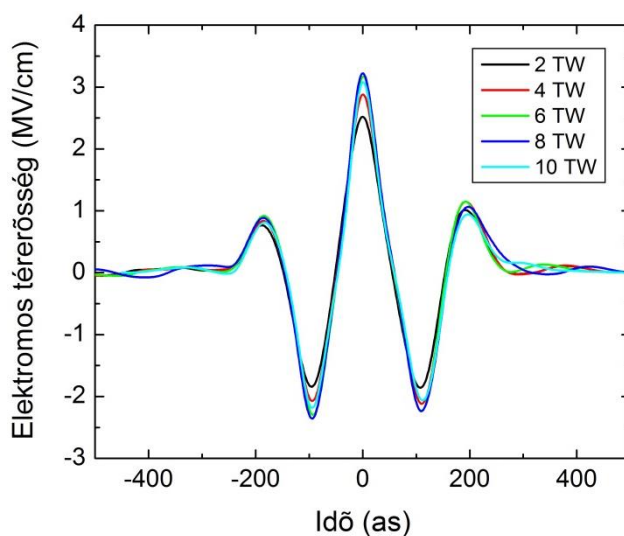
31. ábra Az elektroncsomag időbeli lefutása lemásolja a sugárzó undulátor mágneses terét a) és a sugárzó undulátor mágneses mezejének módosításával a sugárzás CEP-je kontrollálható b). [13]

Könnyen belátható, hogy tetszőleges fázisú mágneses teret definiálva a sugárzó undulátornak megfelelő fázisú attoszekundumos impulzus generálódik. Ennek következtében elmondható, hogy az általunk javasolt elrendezéssel vivő-burkoló fáziskontrollált (CEP, Carrier-Envelope Phase) attoszekundumos impulzusok állíthatóak elő [13].

A CEP kontrolláltságára és annak módosítására példa az undulátor $\varphi = 0, \pi/2, \pi$ fázisú beállítása esetén keletkező sugárzások időbeli lefutásának ábrázolása, melyet a 31. ábra b) része mutat. A keletkező impulzus időbeli alakjának változásáról, stabilitásáról, továbbá az elektroncsomag élettartamának hatásáról részletes vizsgálatok folytak, amelyek bővebb kifejtése a [101] referenciában található.

A modellt módosítva, azaz a planáris sugárzó undulátort lecserélve helikális undulátorra, cirkulárisan poláros, attoszekundumos impulzusok előállítása is megvalósítható az ultravékony elektronsomók segítségével [99]. E kutatások során különböző moduláló lézerekkel előállított csomókat használtunk. E vizsgálatok eredményeit már ismertettem a korábban vizsgált 30. ábra kapcsán.

Célul tűztem ki a modell felhasználhatóságának és a különböző moduláló lézer teljesítmények által kapott nanocsomókkal keltett attoszekundumos impulzusok időbeli lefutásának, valamint maximális térerősségének vizsgálatát. Ennek eredményét mutatja a 32. ábra. A központi hullámhossz 60 nm, míg az előállított impulzusok időbeli hosszai 240 as-ok. A 29. ábra alapján vizsgált csomóhosszak következtében (amely 2 TW esetén meghaladja a 15 nm-t) az előállított hullámhossz nem lehet rövidebb, mint 30 nm. A 10 TW-os lézer esetében 3,2 MV/cm, míg 2 TW esetében pedig 2,5 MV/cm a csúcs térerősség [98].

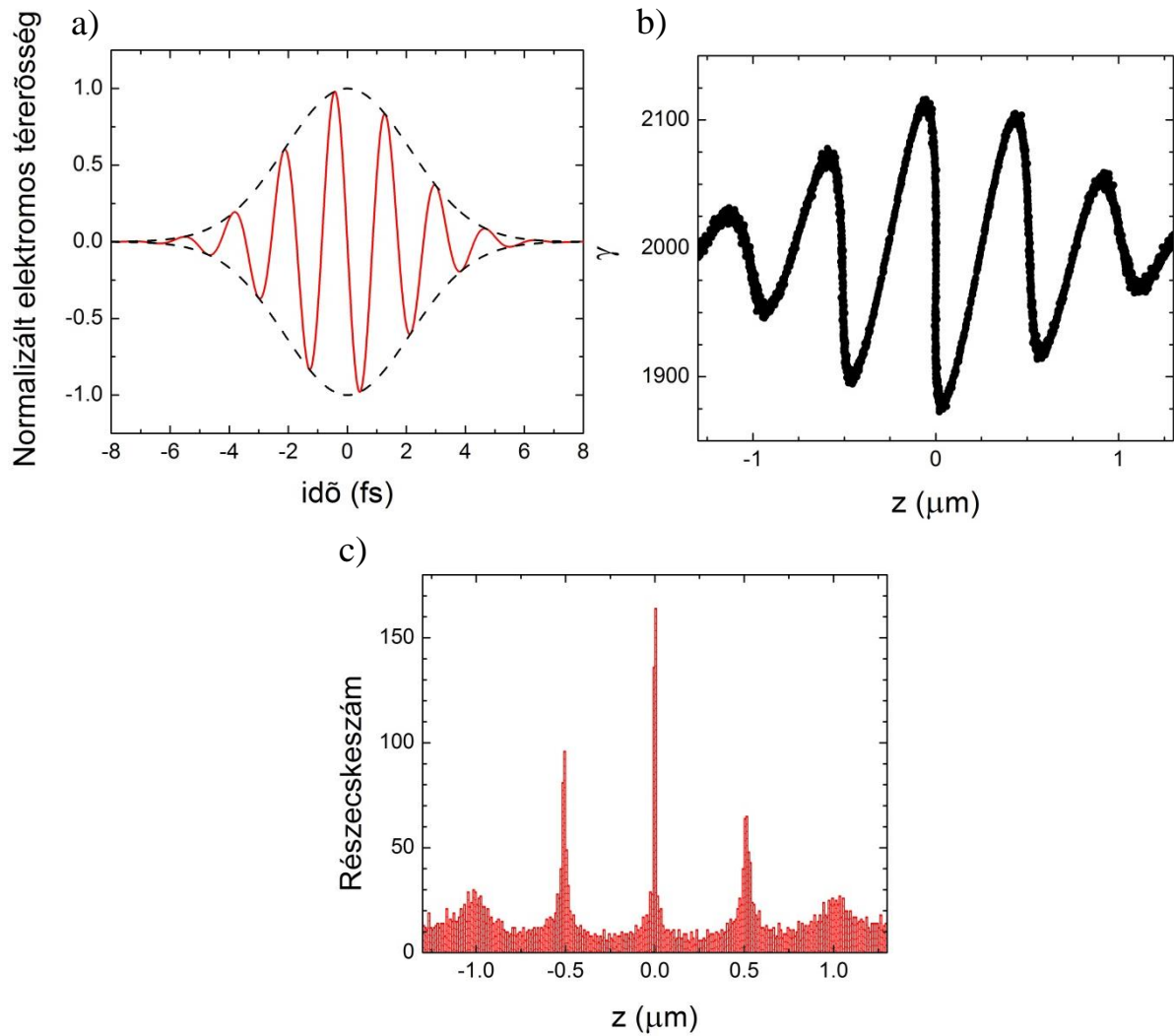


32. ábra Különböző teljesítményű moduláló lézer esetén az előállított attoszekundumos impulzus térerősségének időbeli alakja [98].

A 4. fejezetben, a szabadelektron lézerrel előállított izolált attoszekundumos impulzusokra tett javaslatokat mutattam be, továbbá felhívtam a figyelmet az izolált impulzusok előállításának fontosságára.

Az eddigi szimulációm során időben folytonos lézerteret tételeztem fel, aminek hatására a moduláló lézer hullámhosszával megegyező távolságban keletkeznek a nanocsomók. Ebből kifolyólag egy elektroncsomó sorozat keletkezik, amelyet egy sugárzó undulátoron keresztül küldve attoszekundumos impulzus sorozatot kelt. Könnyen belátható, hogy időben folytonos helyett impulzus üzemű lézer használatával csökkenthető az előállított csomók száma. Megvizsgáltam, hogy időben milyen rövid moduláló lézerimpulzus szükséges ahhoz, hogy izolált elektroncsomót lehessen előállítani. Megvizsgáltam azt is, hogy a keletkező csomók és a mellékcsoomók hosszainak aránya hogyan változik az impulzushossz függvényében.

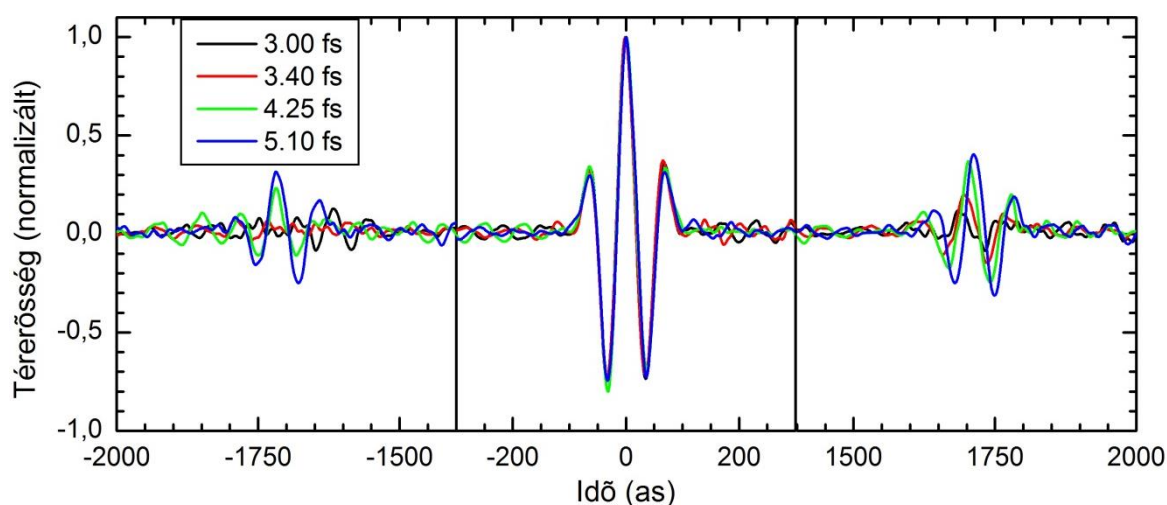
Tekintsünk egy lézerimpulzust, amelynek egy időbeli lefutását mutatja a 33. ábra. A nanocsomók ott alakulnak ki, ahol a pozitív térerősség negatívba vált át (és nem fordítva). Ennek ismeretében vizsgálandó, hogy milyen fázisúnak kell lennie a lézer terének ahhoz, hogy az izoláltságot elősegítse. Amennyiben az időbeli fázis $\varphi_0 = 0$, vagyis alakja koszinusz függvény, akkor a csomó kialakulási helyei a $\varphi = \dots, -\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \dots$, tehát ez azt jelenti, hogy aszimmetrikus lesz a csomók helyzete, aszimmetrikus töltésmennyiséggel. Ahhoz, hogy itt kialakulhasson az izolált elektroncsomó, rövid, közel 1 ciklusú impulzus szükséges, ami 516 nm-es lézer esetén 1,7 fs-nak felel meg. Amennyiben az időbeli lefutás kezdeti fázisa $\varphi_0 = \pi/2$, vagyis szinuszos jellegű, akkor a csomók között lesz egy középső elhelyezkedésű is, ami az izoláltság alapja. Ilyen impulzust mutat a 33. ábra. Az impulzust az elektroncsomaggal együtt keresztül küldve az undulátoron, létrejön az energiaátadás. Az elektronok fázistéren való eloszlását mutatja a 33. ábra b) része, továbbá a c) ábra ebben a pillanatban mutatja az elektronok sűrűségeloszlását.



33. ábra A moduláló impulzus időbeli lefutása a), a keletkezett csomó a fázistérben b) és a kapott elektroncsomag sűrűség eloszlása c).

Folytonos üzemű lézer esetén a keletkező fő- és a mellékcsozó hosszainak aránya 1:1. Számolásaim során bemutattam, hogy impulzus üzemű lézer (és a moduláló lézer $\varphi_0 = \pi/2$ fázisa) esetén háromciklusú impulzusnál 1:3, 2,5 ciklusnál 1:4, kettő vagy annál rövidebb ciklusú impulzus esetén ez az arány 1:5-re módosul. A számolásaim során arra a következtetésre jutottam, hogy 516 nm-es hullámhosszú lézert használva, szinuszos időbeli lefutással, rövidebb, mint kétciklusú (vagyis 3,4 fs-os) impulzus szükséges ahhoz, hogy izolált attoszekundumos impulzust elő lehessen állítani. Ebben az esetben a keletkezett

mellékcsoportok töltése – ahogy az ábra is mutatja – nem elhanyagolható, de a benne levő kevesebb számú töltés miatt a belőlük keletkező sugárzás intenzitása már elhanyagolható (<4%). A fő- és mellékcsoportokból keletkező attoszekundumos impulzusok időbeli lefutását mutatja a 34. ábra több hosszúságú moduláló lézer esetén. Látható, hogy a kétciklusú impulzus (3,4 fs-os, piros görbe) esetén a két mellékcsoportból keletkező impulzus térerőssége közel 0, vagyis elhanyagolható.



34. ábra Az attoszekundumos impulzusok térerősségeinek időbeli lefutása különböző impulzushosszú moduláló lézerek esetén. 2 ciklusú (3,4 fs-os) impulzus esetén izolált attoszekundumos impulzus valósítható meg (piros görbe).

Összességében elmondható, hogy az általunk kidolgozott modellel, ultravékony elektroncsomókat felhasználva, stabil vivő-burkoló fázisú attoszekundumos impulzusokat lehet előállítani, amelyek energiáit és főbb paramétereit lineárisan és cirkulárisan polarizált impulzus esetén tartalmazza a 2. táblázat. A szimulációink egyciklusú, lineárisan polarizált 20 (60) nm központi hullámhosszú impulzus esetén 30 (260) nJ energiát jósolnak, 80 (240) as-os impulzushosszal. A 20 nm-es központi hullámhosszú impulzus időbeli lefutását a 34. ábra, míg a 60 nm-es központi hullámhosszú impulzust a 32. ábra mutatja. A

számolásaim során arra a következtetésre jutottam, hogy 516 nm-es hullámhosszú lézert használva, szinuszos időbeli lefutással, rövidebb, mint két ciklusú (vagyis 3,4 fs-os) impulzus szükséges ahhoz, hogy izolált attoszekundumos impulzust elő lehessen állítani.

2. táblázat Eredményeink összefoglalása lineárisan és cirkulárisan polarizált attoszekundumos impulzusok esetén.

Hullámhossz	Impulzushossz	Attoszekundumos impulzus Polarizációja	Energia
20 nm	80 as	Lineáris	30 nJ
60 nm	240 as	Lineáris	260 nJ
100 nm	400 as	Lineáris	360 nJ
20 nm	90 as	Cirkuláris	30 nJ
60 nm	270 as	Cirkuláris	170 nJ
100 nm	450 as	Cirkuláris	300 nJ

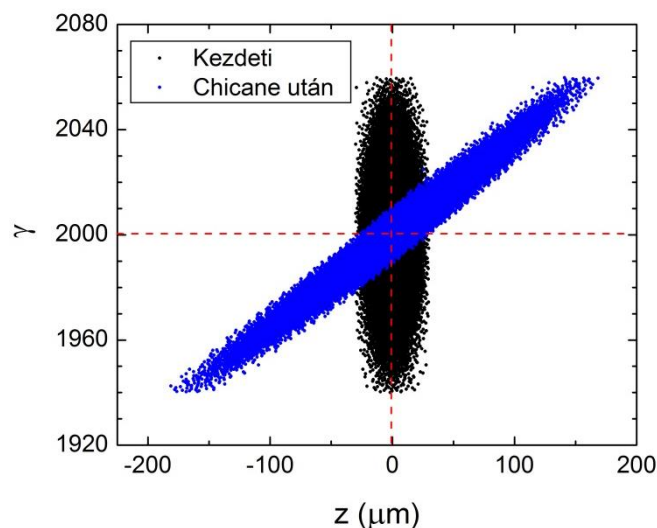
8 LÉZERREL GYORSÍTOTT ELEKTRONOK HASZNÁLATA

A lineáris gyorsítók bonyolult berendezések, amelyek megépítése és üzemeltetése nagy anyagi költségekkel jár. Ezért e problémák megoldására az elmúlt évtizedben olcsóbb eljárások terveit születtek, amelyek során lézerimpulzusokkal elektrongyorsítás érhető el. E vizsgálatok a mai napig kezdetleges stádiumban vannak.

A célom az általunk használt modell kiterjesztése olyan lézerfizikusok és intézeteik számára, akik nem rendelkeznek lineáris elektrongyorsítóval, ellenben a relativisztikus elektrongyorsítás más lehetőségei elérhetőek számukra. A relativisztikus elektroncsomag előállításának legfőbb típusai a dielektrikus elektrongyorsító [102], az inverz-szabadelektron lézer és a lézerplazma-gyorsító.

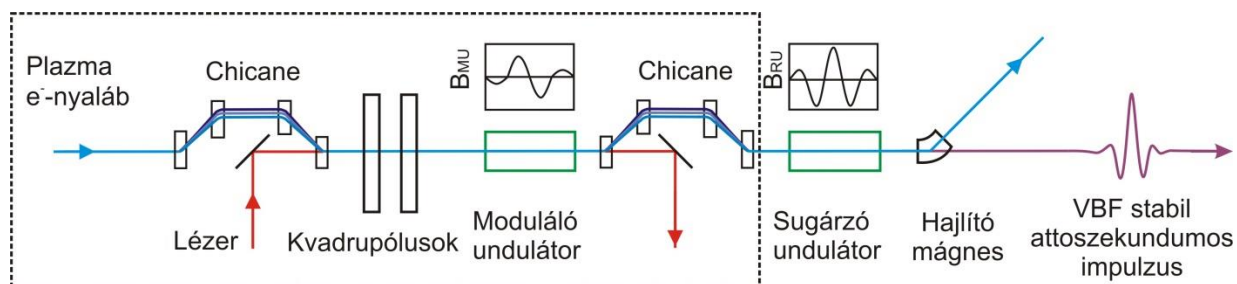
Hatékonyágukat és energiájukat tekintve a lézerplazma gyorsítók mutatnak potenciális lehetőséget a lineáris gyorsító felváltására. A lézerplazmában a nagyteljesítményű lézerimpulzus olyan longitudinális plazmahullámot hoz létre, amely a töltött részecskéket gyorsítani képes, így akár több száz GV/m gyorsítási gradiens is elérhető. *W. S. Leemans* 2006-ban munkatársaival együtt 1 GeV energiájú elektroncsomagot állított elő [103].

Az előállított energiacsomagok paramétereinek többsége ígéretesnek tűnik a modellünkhöz való felhasználáshoz, közülük kivételt képez egy paraméter: az energiabizonytalanság. Az átlagos energiabizonytalanság a lézerplazma gyorsítóknál az 1-5%-os tartományba esik. Ez az érték a 6.2 fejezetben definiált 0,2%-os határ 5 és 25-szöröse. Annak a problémának a megoldását tűztem ki célul, hogy ezt a szintet a számunkra alkalmas értékre tudjam lecsökkenteni.



35. ábra Fázistér döntése a chicane használatával.

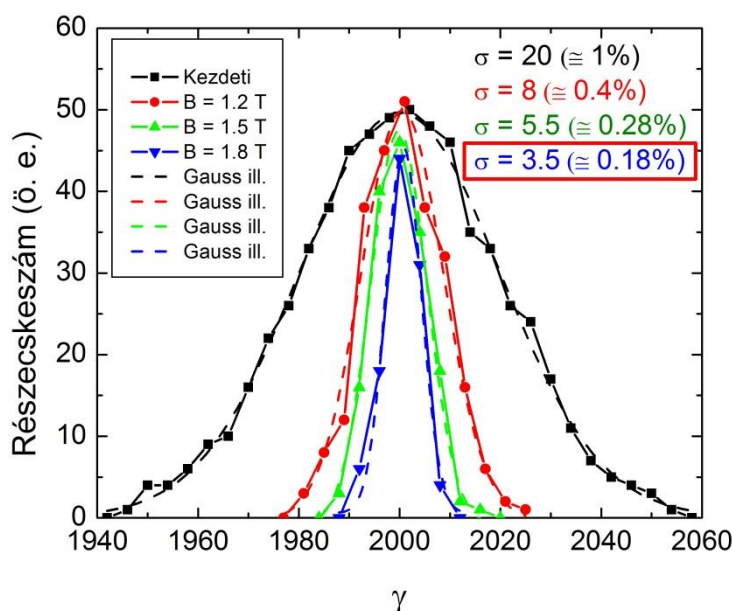
A problémát a következőképpen oldottam meg: a lézer-plazma kölcsönhatása során keletkező elektroncsomagot keresztülküldöm egy nagy mágneses terű chicane-on, ami a fázistérben energiamodulációt vált ki. A moduláció hatására a nagyobb energiájú elektronok térben előrebb, míg a kisebb energiájú elektronok hátrébb helyezkednek el a chicane-ből kilépve. Szemléletesen, a chicane egy döntést visz végbe az elektroncsomón a fázistérben, ezt szemlélteti a 35. ábra. Mindezek eredményeként a chicane csökkenti a szelet energiabizonytalanság-értékét.



36. ábra Lézerrel gyorsított elektronok felhasználása elektroncsomósításra (szaggatott rész) és attoszekundumos impulzusok előállításának az elrendezése.

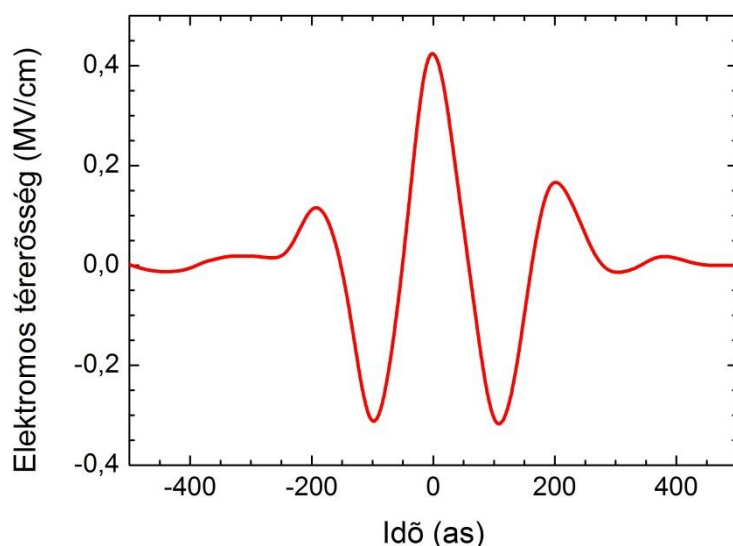
Ezt az ötletet felhasználva, a modellem kibővített elrendezését mutatja a 36. ábra. Az elektroncsomag először keresztülrepül az első chicane-on, ahol az energiabizonytalanság-csökkenés létrejön. Utána az elektroncsomag két olyan kvadrupóluson halad át, amelyek a transzverzális méret növekedését gátolják, és fókuszálják az elektroncsomagot x és y koordináta szerint. A kvadrupólust a moduláló undulátor követi, ahol az undulátor és a lézer együttes hatására létrejön a moduláció és a nanocsomó. Fontos megjegyezni, hogy a modulátor után további kvadrupólusok elhelyezése nem előnyös (illetve részletes vizsgálatokat igényel), hiszen a nanocsomó elektronjai között lévő nagy energiakülönbség és a kvadrupólus együttes hatása a csomó deformálását okozza.

A számolásaimnál a Max-Planck kutatóközpontban működő 800 nm központi hullámhosszú 16 TW-os lézert [104], továbbá *Leemans*-ék által a [105]-es referenciában közölt elektroncsomag paramétereit használtam fel. A főbb paramétereket a 3. táblázat mutatja.



37. ábra A chicane mágneses terének változásával az energiabizonytalanság csökkentése érhető el. 1,8 T-s dipólusok esetén 0,18%-os energiabizonytalanság valósítható meg (kék görbe).

A számolások során a fix dipólushosszú chicane mágneses terét változtatva vizsgáltam a változások után létrejövő energiabizonytalanságot. A létrejövő energiasűrűség-eloszlást különböző mágneses terű chicane-ok esetén a 37. ábra mutatja. A szimulációmmal rámutattam, hogy az 1,8 T mágneses terű dipólusokat használva 1%-ról 0,18%-ra le lehet csökkenteni a lokális energiabizonytalanságot. Ez az érték elérte a 0,2%-ot (ami szükséges lenne a nanocsomó megvalósításához), ellenben hossza, a moduláló lézer hullámhossza miatt 10 nm-nél hosszabb. Ennek ellenére 60 nm-es központi hullámhosszú, egyciklusú CEP stabil sugárzás előállítására alkalmas, amelynek időbeli lefutását a 38. ábra mutatja.



38. ábra Lézerplazma gyorsító által létrehozott elektroncsomaggal előállított 60 nm-es központi hullámhosszú, egyciklusú CEP stabil sugárzás időbeli lefutása.

Fontosnak tartom megjegyezni, hogy a lézerplazma-gyorsító által létrehozott elektroncsomagok töltései nem érik el a lineáris gyorsítók által elért értékeket. Ennek hatására az előállítható energia nagysága alulmúlja az előző fejezetekben ismertetett szinteket. Egy további negatív hatás, ami itt fellép az, hogy a chicane miatt az elektroncsomag longitudinális hossza megnő, így az egységnyi hosszra eső töltéssűrűség lecsökken. Ennek köszönhetően az

előállítható energia is alacsonyabb lesz. E problémák kiküszöbölése további vizsgálatokat kívánnak a jövőben.

3. táblázat A relativisztikus elektroncsomag, undulátor, chicane és TW-os lézer paraméterei.

Paraméterek	Érték
Elektronnyaláb energiája (γ)	2000
Elektronnyaláb energiabizonytalansága (σ_γ)	1%
Elektroncsomó töltése	$\approx 0,1$ nC
Elektronnyaláb hossza	≈ 10 μ m
Elektronnyaláb emittanciája	0,5 mm mrad
Elektronnyaláb sugara	8 μ m
Dipólusok hossza	15 cm
Távolság az 1. (3.) és a 2. (4.) dipólus között	45 cm
Távolság a 2. és 3. dipólus között	45 cm
Elhajlási szög	$\approx 4^\circ$
Undulátor periódushossz	2,15 m
Undulátor paraméter	1,4
Lézer hullámhossza (λ_l)	800 nm
Lézer csúcsteljesítménye	16 TW (4 TW)
Lézer nyalábnyak az undulátor közepén	1,0 mm

Összességében elmondható, hogy az általunk kidolgozott modellt kiterjesztettem lézerplazma-gyorsító által használt elektronok esetére is. Vizsgáltam az energiabizonytalanság csökkentésének a feltételeit azzal a céllal, hogy a modell működőképes legyen lézerekkel gyorsított elektronok esetében is, és ezáltal stabil, vivő-burkoló fázisú attoszekundumos impulzusokat lehessen előállítani. A szimulációink egyciklusú, lineárisan polarizált

60 (100) nm központi hullámhosszú impulzus esetén 5 (6) nJ energiát jósolnak, 80 (240) as-os impulzushosszal. A modellben kicserélve a sík sugárzó undulátort helikálisra, cirkulárisan poláros attoszekundumos impulzus is előállítható. Az elért főbb eredményeket a 4. táblázat mutatja.

4. táblázat Eredményeink összefoglalása lineárisan és cirkulárisan polarizált attoszekundumos impulzusok esetén.

Hullámhossz	Impulzushossz	Polarizáció	Energia
20 nm	80 as	Lineáris	nem lehet
60 nm	240 as	Lineáris	5 nJ
100 nm	400 as	Lineáris	6 nJ
20 nm	90 as	Cirkuláris	nem lehet
60 nm	270 as	Cirkuláris	5 nJ
100 nm	450 as	Cirkuláris	6 nJ

IV. ÖSSZEFOGLALÁS

A célkitűzéseknek megfelelően kijelenthető, hogy sikerült meghatároznom egy optimalizált realisztikus paramétersereget, mellyel 10 nm-nél rövidebb nanocsomó érhető el.

Megismerve a csomósítási technikákat, arra a következtetésre jutottam, hogy egy nanométeres hosszúságú csomó gyakorlati létrehozása is jól megvalósítható egy modulátor undulátor és egy nagy teljesítményű lézer együttes használatának segítségével.

Feltártam a lézer teljesítményének döntő befolyását az általunk javasolt elrendezés sikerességéhez, továbbá vizsgáltam az undulátor és az elektroncsomag paramétereit különböző szimulációk kapcsán.

i. Tézispontok

I. Modellszámítások segítségével megmutattam, hogy nagy teljesítményű (> 1 TW) lézerrel, undulátor mágneses terében relativisztikus sebességgel haladó elektroncsomagban, olyan energiamoduláció hozható létre, melynek eredményeként az elektroncsomagban kialakuló elektroncsomók longitudinális hossza ultrarövid, akár 10 nm-nél is rövidebb lehet. A létrejövő elektroncsomók longitudinális hosszának változását az 516 nm központi hullámhosszon működő lézer teljesítményének függvényében vizsgálva, arra az eredményre jutottam, hogy 4 TW teljesítményű lézerimpulzusokkal 9 nm, míg 10 TW-os impulzusokkal 6 nm hosszúságú elektroncsomók állíthatók elő. [S1-S5]

II. Rámutattam, hogy a kétperiódusú moduláló undulátor használatakor a moduláló lézer erős fókuszálása esetén, az energiamoduláció ($\Delta\gamma$) maximális értékét nem a rezonancia egyenlet által meghatározott undulátor periódushossz (λ_u) mellett érhető el, hanem 20%-kal

hosszabb undulátor periódus esetén. Rámutattam, hogy ennek oka a Gouy-fázis. Optimális undulátor periódushossz esetén 10%-kal nagyobb energiamoduláció érhető el, mint a rezonancia feltételt kielégítő paraméterek esetében. [S1, S5]

III. Megmutattam, hogy néhány ciklusú attoszekundumos impulzusok generálását lehetővé tevő nanocsomók létrehozásának feltétele, hogy az elektroncsomag kezdeti energiabizonytalansága 0,2%-nál kisebb legyen. A szakirodalommal összhangban megmutattam, hogy 0,1%-os energiabizonytalanság érték felett a csomósításkor keletkező nanocsomó hossza arányos az energiabizonytalanság értékével; 0,1%-os energiabizonytalanság alatt azonban ez a kapcsolata nemlineárisra válik. Ennek oka a Coulomb kölcsönhatás. Rámutattam, hogy nem lehet tetszőlegesen rövid nanocsomót előállítani, a csomó minimális hossza 5 nm. [S1]

IV. A lézer teljesítményének nagysága hatással van az előállított elektroncsomó kialakulásának helyére és hosszára. A gyakorlati megvalósítás érdekében meghatároztam, hogy az I. tézispontban ismertetett, 6 nm hosszúságú csomó kialakulásának helyén, az optimálisnak tekinthető, 6 nm-es hosszhoz képest mennyivel növelheti a moduláló lézer energia-instabilitása az elektroncsomó hosszát. Számításaim alapján az elektroncsomó hossza $\pm 10\%$ -os intenzitásváltozás esetén 35%-kal, $\pm 5\%$ -os intenzitásváltozás esetén pedig 20%-kal nő meg. Eredményeim alapján kísérleti megvalósítás esetén a lézerteljesítmény fluktuációjának minimalizálására különös figyelmet kell fordítani. [S1]

V. Megvizsgáltam, hogyan függ az energia moduláció során keletkező elektroncsomók töltése a moduláló lézerek hullámhosszától. Számításokkal igazoltam, hogy az elektroncsomóban levő össztöltés lineárisan növekszik a lézer hullámhosszával az 516 –

1064 nm-es hullámhossztartományon. A moduláló lézer hullámhosszát 516 nm-nek, 800 nm-nek és 1064 nm-nek választva, a kialakuló elektroncsomag töltése rendre 1,1 pC, 1,8 pC és 2,1 pC. [S1, S3, S4]

VI. Meghatároztam impulzus üzemű moduláló lézer esetén a csomósítás során létrejövő főcsomó és a szomszédos mellécsomók longitudinális hosszainak egymáshoz viszonyított arányát. Három ciklusú impulzus esetén ez az arány 1:3, míg 2,5 ciklusúnál 1:4, továbbá kettőciklusú vagy annál rövidebb ciklusú impulzus esetén ez az arány 1:5-ra módosul, vagyis izolált nanocsomó érhető el. Ennek következtében rámutattam, hogy amennyiben az 516 nm-es központi hullámhosszú moduláló lézer kettőciklusú vagy annál rövidebb ($<3,4$ fs), az általunk javasolt eljárással izolált attoszekundumos impulzus valósítható meg.

VII. Vizsgálataim alapján az általunk javasolt eljárás alkalmas lézerplazma gyorsító által létrehozott elektroncsomagból történő ultravékony csomók előállítására is. Számításaimmal megmutattam, hogy az általunk javasolt eljárás hatékony működésének érdekében, az elektroncsomag szelet-energiabizonytalansága chicane-t használva 1%-ról 0,2%-ra csökkenthető. A lézerplazma-gyorsító által létrehozott elektroncsomagok töltései azonban nem érik el a lineáris gyorsítókét, továbbá az elektroncsomagból előállított nanocsomók 10 nm-nél hosszabbak. Emiatt az előállítható energia nagysága lényegesen kisebb a lineáris gyorsítóval elért értékeknél, továbbá csak 40 nm-nél hosszabb központi hullámhosszú vivőburkoló fáziskontrollált attoszekundumos impulzusok előállítását teszi lehetővé. Számításaink szerint 60 nm-es központi hullámhossz esetén az attoszekundumos impulzus energiája 5 nJ, ami 2%-a a lineáris gyorsítóval kapott eredménynek.

V. SUMMARY

i. Preliminaries and objects

High-energy electrons generated by linear accelerators are applicable for synchrotron and free electron laser (FEL) sources. These light sources have a significant role in several disciplines, including biology [1], chemistry [2], and physics.

Due to technological progress not only relativistic electrons but also light source parameters based on these electrons have evolved too. This advancement is contributed to the swift development of laser physics, whereas lasers can be applied to electron manipulation. Laser based manipulation enables changing electrons distribution in the phase-space. These amendments are advantageous for a couple of applications. For example improvement of longitudinal coherence and pulse shortening during generation of radiation in an undulator, or increasing efficiency while accelerating electrons with inverse FELs.

Implementation of laser based electron modulation is possible through a set of periodically placed, static magnets (modulator undulator) and a laser field. In furtherance of changing in electron longitudinal distribution – bunching of electron – a special (dispersive magnet) is needed. Energy of relativistic electron bunch depends on the laser phase while propagating through the modulator undulator. Subsequently followed by the dispersive magnet which diverts electrons in different energy level to different routes. After stepping out from the chicane a so called bunching takes place. In case of high energy modulation, bunching can occur even after a few meters from the undulator in free space. So application of a chicane is neglectable. This gives the benefit of increased intensity and coherence of the generated radiation.

There are several electron manipulation techniques, that are differentiated by the combination of the three main components. For example seeded FEL with two sub-types High Gain Harmonic Generation (HGHH) and Echo Enabled Harmonic Generation (EEHG). One of the main application area of these methods is femtosecond pulse generation in the extreme ultraviolet [8] and in the x-ray range [9]. First experimental results were achieved in the infrared [41] and in the ultraviolet [42] range. Nowadays, through HGHH experiments pulses with 133 nm [44] and 60 nm central wavelength are realized by laser pulses as modulator laser generated by high harmonic generation in gases. Several proposals were made based on theoretical calculations, on even shorter, attosecond pulses generated by electron manipulation [10], achieving the μJ range [11]. Disadvantage from practical perspective of these methods are the stochastic behavior of the temporal shape and carrier-envelope phase.

We proposed a solution on that issue in 2014. According to our numerical calculations with our layout it is possible to generate carrier-envelope phase stable single-cycle attosecond pulses in the extreme-ultraviolet range [13]. Our method is based on electrons accelerated in a linear accelerator (LINAC). The electrons propagate through a modulator undulator and interact with a terawatt laser field, where ultrathin electron layers, nanobunches are produced. Afterwards the nanobunched electrons pass through a (radiator) undulator. Radiation is generated as the bunch propagates with a transversal velocity component. Temporal shape of the radiation resembles the radiator undulator's spatial magnetic field distribution. The model consist of two parts. Firstly, ultrathin electron layer production that can be done by laser based electron manipulation. Secondly, a coherent undulator radiation. In this dissertation I deal with the generation and generation optimization through numerical simulations of ultrathin electron layers.

In the scientific achievements part of my dissertation I propose a method to produce shorter than 10 nm, ultrathin electron bunches. Part in the model involve a modulator

undulator, a high power laser, and relativistic electron bunches. As practical consideration I specify a parameter set to generate the nanobunches mentioned as objective. Furthermore, all parts in my numerical calculations are realistic. The parts I apply to the scheme are studied in detail. Afterward optimized so, that the produced electron bunch is as short as possible.

ii. Methods

Simulation models and software solutions for FEL have improved greatly throughout the past years. Rapid increase in computing power had a great role in this process, whereas simulation of few million particles became available.

Calculations involving electron manipulation were carried out by Genesis [91] and General Particle Tracer (GPT) [92]. Vast majority of numerical studies in this thesis were done in GPT. With the help of GPT – written in C++ – I simulated the interaction among undulator, high intensity laser field, and relativistic electron bunch.

I developed a code on C# to optimize energy modulation generated by the interaction of these three elements. The code describes the propagation of one single electron through an undulator with arbitrary period, strength, and trim. The simulation also involves the electromagnetic field of a Gaussian-beam focused into the middle of the undulator. Time needed to optimize the ideal undulator period and undulator length is shorter with my own code than with GPT. Thus, it is used to pre-optimize the setup and calculate the parameters where the energy gain inside the undulator is maximum.

iii. New scientific achievements

I. I showed with model calculations that in the magnetic field of an undulator a high power (> 1 TW) modulator laser introduces a periodic energy modulation in the electrons.

The evolving electron bunches can be shorter than 10 nm along the longitudinal axis. During the investigation of the effect of a 516-nm central wavelength laser power variation on electron bunch longitudinal lengths I showed that one can produce 9 nm short electron bunch by a 4 TW power laser pulse, and 6 nm electron bunches by a 10 TW power laser pulse. [S1-S5]

II. I showed for a double-period modulator undulator and a tightly focused modulator laser configuration, that maximum energy modulation ($\Delta\gamma$) is not determined by the resonance conditions parameters undulator period (λ_u), the effect is related to Gouy-phase. To achieve maximum energy modulation a 20% longer undulator period is needed. This maxima is 10% larger than the one calculated with the parameters stratifying the resonance condition. [S1,S5]

III. I showed that the recently proposed formation method of nanobunches, that produce few-cycle attosecond pulses, is feasible if the e-beam has a relative energy spread below 0.2%. In accordance with the literature I showed the dependence of the nanobunch length on energy spread is linear above 0.1% energy spread. I concluded that the dependence of the nanobunch length on energy spread becomes nonlinear below 0.1% energy spread, the effect is related to Coulomb interaction. As my results show generated nanobunch length has a minimum value of 5 nm. [S1]

IV. Laser power has a great influence on the electronbunch length and position of generation. As practical consideration I determined the deviation from the optimum 6 nm on the effect of modulator laser instability at the position of the 6 nm electronbunch - described in thesis point I. Calculations for $\pm 10\%$ and $\pm 5\%$ intensity variation show that electron bunch

lengths are 35% and 20%, respectively. According to my results great care should be taken to laser power fluctuations.[S1]

V. I investigated the full-charge dependence in electron bunches generated during energy modulation modulator lasers for different wavelengths. I confirmed with calculations that full-charge in electronbunches increases linearly with laser wavelength at the range of 516 – 1064-nm scale. I chose the modulator laser wavelengths 516 nm, 800 nm, and 1064 nm, and the generated electronbunch charges are 1.1 pC, 1.8 pC és 2.1 pC, respectively. [S1, S3, S4]

VI. I determined the longitudinal length ratio of main attosecond pulse to neighboring pulse generated throughout the bunching for pulsed modulator laser. My calculations show a ratio of 1:3 for 3 cycles of modulation pulses, and 1:4 for 2.5 cycles. Furthermore, for 2 cycles or less (<3.4 fs) the ratio decreases below 1:5, namely isolated attosecond pulses are generated.

VII. My investigations show that the proposed method is capable to generate ultrathin layers of electrons from laser-plasma based electron sources. Simulation show that electron bunch energy-spread can be decreased from 1% to 0.2% while applying a chicane, to ensure effective operation of the proposed arrangement. Obtainable charge from a laser-plasma based accelerator is not comparable to LINAC. Also, achievable electron nanobunches are longer than 10 nm. Thus, the generated energy is considerably lower, than the one obtained by LINAC source. Furthermore, carrier-envelope phase controlled attosecond pulses are generated only with 40 nm or longer central wavelengths. According to our calculations only 5 nJ attosecond pulses are produced with 60 nm central wavelength. This is 2% of the energy obtained by LINAC sources.

KÖSZÖNETNYILVÁNÍTÁS

Ezúton szeretnék köszönetet mondani témavezetőimnek, Dr. Hebling János egyetemi tanárnak, a PTE Fizikai Intézet igazgatójának és Dr. Almási Gábor egyetemi docensnek, a PTE Számítógépes Fizika Tanszék vezetőjének, akik biztosítottak támogatásukról, továbbá útmutatásukkal és a munkához szükséges feltételek megteremtésével segítették doktori munkámat.

Külön köszönettel tartozom Tóth Györgynek a sok éves támogatásért és segítségért, továbbá hogy mindig számíthattam rá.

Köszönöm mindazoknak, akik a publikációkban társszerzők, különös tekintettel Dr. Fülöp Józsefnek és Dr. Mechler Mátyásnak.

Köszönöm Dr. Pálfalvi Lászlónak, Dr. Ollmann Zoltánnak és Lombosi Csabának az évek során nyújtott sok szakmai segítséget.

Hálával tartozom Szüleimnek, Nagyszüleimnek és Páromnak, akik az évek során önzetlenül támogattak mindenben.

Köszönöm továbbá mindazok segítségét, akik valamilyen módon hozzájárultak az értekezés elkészítéséhez.

VI. SAJÁT PUBLIKÁCIÓK

i. Az értekezéshez kapcsolódó saját publikációk

a) Referált folyóiratban megjelent publikációk

[S1] **Z. Tibai**, Gy. Tóth, M. I. Mechler, J. A. Fülöp, G. Almási and J. Hebling, “Proposal for Carrier-Envelope-Phase Stable Single-Cycle Attosecond Pulse Generation in the Extreme-Ultraviolet Range”, Phys. Rev. Lett. **113**, 104801 (2014).

[S2] Gy. Tóth, **Z. Tibai**, Zs. Nagy-Csiha, Zs. Márton, G. Almási and J. Hebling, “Circularly polarized carrier-envelope-phase stable attosecond pulse generation based on coherent undulator radiation”, Opt. Lett. **40**(18), 4317-4320 (2015).

[S3] Gy. Tóth, **Z. Tibai**, Zs. Nagy-Csiha, Zs. Márton, G. Almási, J. Hebling, „Investigation of novel shape-controlled linearly and circularly polarized attosecond pulse sources”, Nuclear Instruments And Methods In Physics Research Section B-Beam Interactions With Materials and Atoms, **369**, 2-8 (2016).

[S4] **Z. Tibai**, Gy. Tóth, Zs. Nagy-Csiha, J. A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling, „Carrier-Envelope-Phase Stable Linearly and Circularly Polarized Attosecond Pulse Sources”, in Proceedings of the 37th International Free-Electron Laser Conference, FEL2015, Daejeon, South-Korea, 2015, Report No. MOP071, (2015).

[S5] Szabadalmi bejelentés, Gábor Almási, Mátyás Mechler, György Tóth, **Zoltán Tibai**, János Hebling, „Method and Arrangement to Generate Few Optical Cycle Coherent Electromagnetic Radiation in The EUV-VUV Domain”, US 20160020574 A1.

b) Előadások

[E1] **Z. Tibai**, Gy. Tóth, Zs. Nagy-Csiha, J. A. Fülöp, Zs. Márton, G. Almási, J. Hebling, „Investigation of the Newly Proposed Carrier-Envelope-Phase Stable Attosecond Pulse Source”, CLEO: 2015 - Laser Science to Photonic Applications, Konferencia helye, ideje: San Jose (Amerikai Egyesült Államok), 2015.05.10-2015.05.15., (ISBN: 978-1-55752-968-8) (2015).

[E2] **Z. Tibai**, Gy. Tóth, Zs. Nagy-Csiha, J. A. Fülöp, Zs. Márton, G. Almási, J. Hebling, “Investigation of Novel Carrier-Envelope-Phase Stable Linearly and Circularly Polarized Attosecond Pulse Sources”, Workshop 2015: "Photon and fast Ion induced Processes in Atoms, MOlecules and Nanostructures”, Konferencia helye, ideje: Debrecen, 2015.03.24-2015.03.26 (2015).

[E3] **Tibai Zoltán**, Tóth György, Mechler Mátyás Illés, Fülöp József András, Almási Gábor, Hebling János, “Stabil vivő-burkoló fázisú attoszekundumos impulzusok generálása extreme ultraibolya tartományban”, Magyarország, MAFIOK 2014: Matematikát, fizikát és informatikát oktatók XXXVIII. országos konferenciája., Pécs, Magyarország, 2014.08.25-2014.08.27., Pécsi Tudományegyetem Pollack Mihály Műszaki és Informatikai Kar, ISBN: 978-963-642-722-1 (2014).

[E4] **Z. Tibai**, Gy. Tóth, J. A. Fülöp and J. Hebling, “Single-cycle pulse generation by Thomson-scattering in the MIR to X-Ray spectral ranges”, SPIE Optics+Optoelectronics. Konferencia helye, ideje: Prague, Csehország, 2013.04.15-2013.04.18. Paper 8779-71.

[E5] Ollmann Zoltán, **Tibai Zoltán**, Tóth György, Almási Gábor, Fülöp József, Mechler Mátyás, Pálfalvi László, Hebling János „Pécsi kapcsolódási lehetőségek az ELI-ALPS-hoz - a THz-től az XUV-ig a ps-től az as-ig Pécsi HELIOS program” ELI ALPS symposium, 2013. január 25., Budapest.

[E6] **Tibai Zoltán**, Tóth György, Mechler Mátyás Illés, Fülöp József András, Hebling János, Stabil vivő-burkoló fázisú néhány ciklusú impulzusok keltése a fs-as tartományban, Lézer Tea 2013, 2013. április 10., Pécs, Magyarország (2013).

c) Posztterek

[P1] **Z. Tibai**, Gy. Tóth, Zs. Nagy-Csiha, J. A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling, „Carrier-Envelope-Phase Stable Linearly and Circularly Polarized Attosecond Pulse Sources”, in Proceedings of the 37th International Free-Electron Laser Conference, FEL2015, Daejeon, South-Korea, 2015, Report No. MOP071, (2015).

[P2] **Z. Tibai**, Gy. Tóth, Zs. Nagy-Csiha, J. A. Fülöp, G. Almási, J. Hebling, „CEP Stable Attosecond Pulse Sources Based on Laser Produced Electron Bunches”, ELI-ALPS 3rd User workshop, 05-06 nov 2014, Szeged, Hungary.

[P3] **Tibai Zoltán**, Tóth György, Nagy-Csiha Zsuzsanna, Mechler Mátyás, Fülöp József, Almási Gábor, Hebling János, „Egyciklusú, alakformált, stabil vivő-burkoló-fázisú attoszekundumos impulzusok előállítása szinkrotron sugárzással” In: Ádám P, Almási G (szerk.), Kvantumelektronika 2014: VII. Szimpózium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről. Konferencia helye, ideje: Budapest, Magyarország, 2014.11.28 Pécs: Pécsi Tudományegyetem, TTK Fizikai Intézet, 2014. pp. 66-67. (ISBN:978-963-642-697-2).

[P4] Hebling J, Almási G, Fülöp J, Mechler M, **Tibai Z**, Toth Gy, „Simple setups for carrier-envelope-phase stable single-cycle attosecond pulse generation”, In: Caitlin Scholl, Volker RW Schaa (szerk.) Proceedings of the 35th International Free-Electron Laser Conference, FEL 2013. Konferencia helye, ideje: New York, Amerikai Egyesült Államok, 2013.08.26-2013.08.30. Geneva: CERN, 2013. pp. 63-67. (ISBN:978-395450126-7).

[P5] **Tibai Z**, Tóth G, Mechler MI, Fülöp J. A., Hebling J, „Proposal for sub-femtosecond pulse generation with controlled carrier-envelope phase”, In: CLEO_Europe (szerk.) Conference on Lasers and Electro-Optics, International Quantum Electronics Conference : CLEO/EUROPE-IQEC 2013. Konferencia helye, ideje: Munich, Németország, 2013.05.12-2013.05.16. München: European Optical Society, 2013. Paper CG_P_21. (Optics InfoBase Conference Papers) (ISBN: 978-147990594-2).

[P6] **Z Tibai**, Gy Tóth, M I Mechler, J A Fülöp, J Hebling, „Proposal for EUV-VUV pulse generation with controlled carrier-envelope phase”, In: Ultrafast Optics (UFO IX). Konferencia helye, ideje: Davos, Svájc, 2013.03.04-2013.03.08.p. TuP.23.

ii. Egyéb publikációk

a) Referált folyóiratban megjelent publikációk

[S6] A. Sharma, **Z. Tibai**, J. Hebling, S. K. Mishra „Spatiotemporal focusing dynamics in plasmas at X-ray wavelength”, Physics of Plasmas 21, 033103 (2014).

b) Előadások

[E7] **Tibai Zoltán**, Pálfalvi László, Fülöp József, Irman Arie, Almási Gábor, Schramm Ulrich, Cowan Thomas, Hebling János, “THz-pulse-driven particle accelerators”, pp. 9-10. Németország, 3rd Topical Workshop on Novel Acceleration Techniques, 2014 Április 27 - Április 30, HZDR, Drezda (2014).

[E8] **Tibai Zoltán**, Pálfalvi László, Fülöp József, Almási Gábor, Hebling János, “THz-pulse-driven particle accelerators”, Olaszország, 4th EOS Topical Meeting on Terahertz Science & Technology (TST 2014), 2014 Május 11 - Május 14, Camogli (2014).

[E9] G. Almási, J. A. Fülöp, M. Mechler, Z. Ollmann, L. Pálfalvi, **Z. Tibai**, Gy. Tóth, J. Hebling „Generation and Application Possibilities of Terahertz Pulses with Extremely High Field Strength” POEM 2012, Nov. 1-2, 2012, Wuhan, China.

[E10] J. Hebling, J.A. Fülöp, M. Mechler, L. Pálfalvi, Z. Ollmann, **Z. Tibai**, Gy. Tóth „THz makes X-ray” THz workshop, Argonne National Laboratory, July 30-31, 2012, Chichago.

[E11] G Almási, J A Fülöp, M Mechler, L Pálfalvi, Z Ollmann, **Z Tibai**, G Tóth, J Hebling, „Generation and Application of Extremely-High-Field THz Pulses”, Magyarország, Workshop on High-Field THz Science (2012).

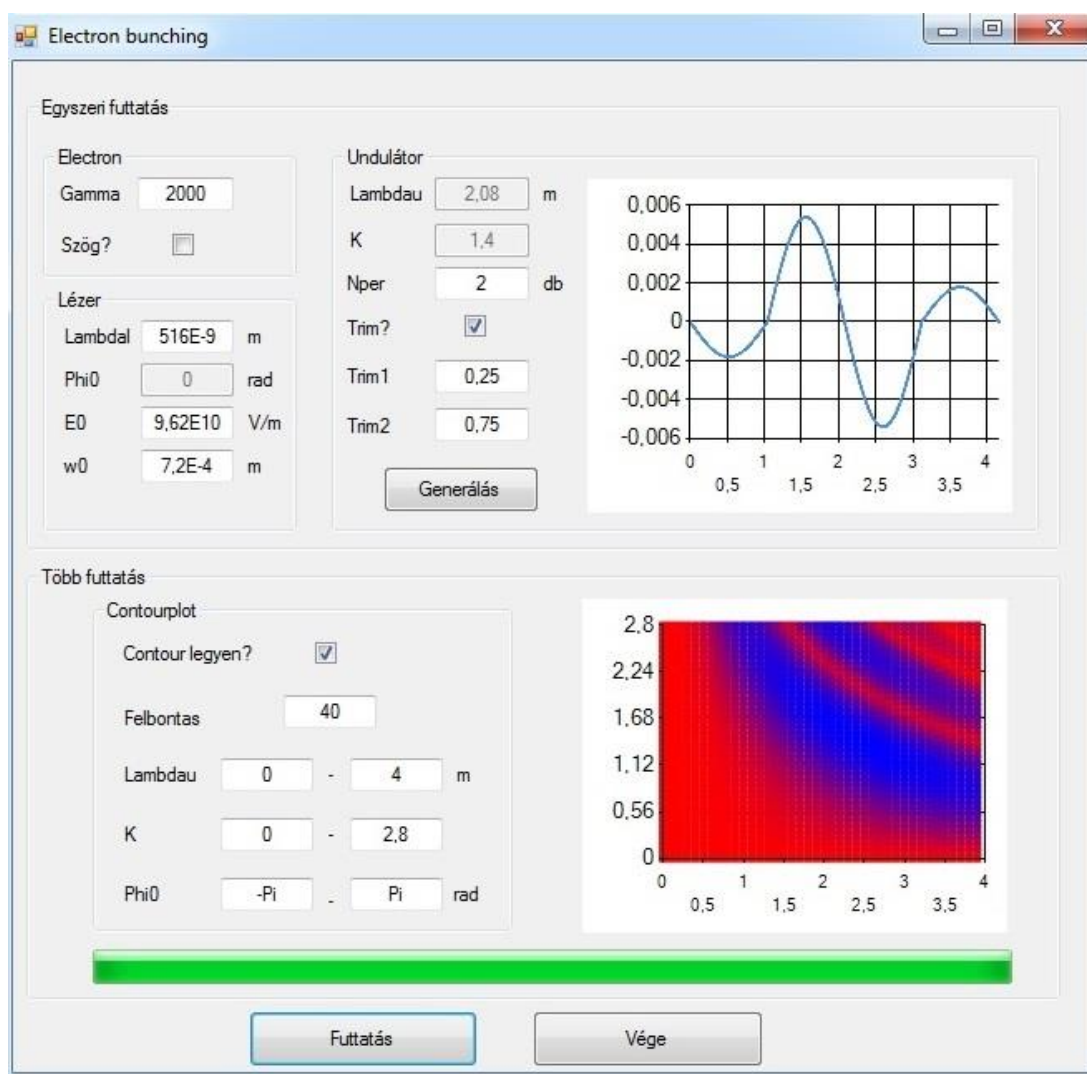
c) Poszterek

[P7] Z. Ollmann, **Z. Tibai**, Cs. Lombosi, L. Pálfalvi, Gy. Polónyi, G. Almási, J.A. Fülöp, J. Hebling, „Highest-Energy THz Pulses and their Unique Applications” Lézer Tea 2014, 2014. április 23., Magyarország, Szeged.

[P8] Pálfalvi László, **Tibai Zoltán**, Fülöp József, Tóth György, Almási Gábor, Hebling János, „THZ-PULSE-DRIVEN PARTICLE ACCELERATORS”, In: Ádám P, Almási G (szerk.) Kvantumelektronika 2014: VII. Szimpózium a hazai kvantumelektronikai kutatások eredményeiről. Konferencia helye, ideje: Budapest, Magyarország, 2014.11.28 Pécs: Pécsi Tudományegyetem, TTK Fizikai Intézet, 2014. pp. 60-61. (ISBN:978-963-642-697-2).

FÜGGELÉK

A saját fejlesztésű Electron bunching kód kezelőfelületét mutatja a 39. ábra. A kód két üzemben működik. Az „Egyszeri futtatás” során megadhatjuk a kezdeti elektroncsomag, a lézer és az undulátor paramétereit. Ezek alapján a program meghatározza az elektron pályáját, sebességét, energiáját és koordinátáit az undulátoron végighaladva. A „Több futtatás” során egy adott tartományon számol a program, amely során a Felhasználó határozza meg az undulátor periódushossz (λ_{dau}) és az undulátor paraméter (K) vizsgálati tartományát, adott felbontással. Az adatokat .txt fájlba menti a program.



39. ábra Electron bunching szoftver kezelőfelülete.

IRODALOMJEGYZÉK

1. Neutze, R., et al., *Potential impact of an X-ray free electron laser on structural biology*. Radiation Physics and Chemistry, 2004. **71**(3-4): p. 905-916.
2. Patel, C.K.N., et al., *The Free Electron Laser: Report*. 1982: National Academy Press.
3. Elder, F.R., et al., *Radiation from Electrons in a Synchrotron*. Physical Review, 1947. **71**(11): p. 829-830.
4. Willmott, P., *Introduction*, in *An Introduction to Synchrotron Radiation*. 2011, John Wiley & Sons, Ltd. p. 1-14.
5. Hofmann, A., *The Physics of Synchrotron Radiation*. 2004: Cambridge University Press.
6. Saldin, E., E.A. Schneidmiller, and M.V. Yurkov, *The Physics of Free Electron Lasers*. 2000: Springer.
7. Schmöser, P., M. Dohlus, and J. Rossbach. *Ultraviolet and soft X-ray free-electron lasers introduction to physical principles, experimental results, technological challenges*. 2008; Available from: <http://site.ebrary.com/id/10252093>.
8. Yu, L.H., et al., *Femtosecond Free-electron laser by chirped pulse amplification*. Physical Review E, 1994. **49**(5): p. 4480-4486.
9. Brefeld, W., et al., *Development of a femtosecond soft X-ray SASE FEL at DESY*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment, 2002. **483**(1-2): p. 75-79.
10. Saldin, E.L., E.A. Schneidmiller, and M.V. Yurkov, *Scheme for attophysics experiments at a X-ray SASE FEL*. Optics Communications, 2002. **212**(4-6): p. 377-390.
11. Ackermann, W., et al., *Operation of a free-electron laser from the extreme ultraviolet to the water window*. Nature Photonics, 2007. **1**(6): p. 336-342.
12. Sansone, G., et al., *Isolated single-cycle attosecond pulses*. Science, 2006. **314**(5798): p. 443-446.
13. Tibai, Z., et al., *Proposal for Carrier-Envelope-Phase Stable Single-Cycle Attosecond Pulse Generation in the Extreme-Ultraviolet Range*. Physical Review Letters, 2014. **113**(10): p. 104801.
14. Duke, P.J., *Synchrotron Radiation: Production and Properties*. 2000: Oxford University Press.

15. Clarke, J.A., *The science and technology of undulators and wigglers*. 2004, Oxford; New York: Oxford University Press.
16. Baruchel, J., *Neutron and synchrotron radiation for condensed matter studies*. 1993: Springer-Verlag.
17. Pellegrini, C., *The history of X-ray free-electron lasers*. European Physical Journal H, 2012. **37**(5): p. 659-708.
18. Yu, L.H., *Generation of intense uv radiation by subharmonically seeded single-pass free-electron lasers*. Physical Review A, 1991. **44**(8): p. 5178-5193.
19. Motz, H., *Applications of the Radiation from Fast Electron Beams*. Journal of Applied Physics, 1951. **22**(5): p. 527-535.
20. Motz, H., W. Thon, and R.N. Whitehurst, *Experiments on Radiation by Fast Electron Beams*. Journal of Applied Physics, 1953. **24**(7): p. 826-833.
21. Madey, J.M.J., *Stimulated Emission of Bremsstrahlung in a Periodic Magnetic Field*. Journal of Applied Physics, 1971. **42**(5): p. 1906-1913.
22. Deacon, D.A.G., et al., *First Operation of a Free-Electron Laser*. Physical Review Letters, 1977. **38**(16): p. 892-894.
23. Elias, L.R., et al., *Observation of Stimulated Emission of Radiation by Relativistic Electrons in a Spatially Periodic Transverse Magnetic Field*. Physical Review Letters, 1976. **36**(13): p. 717-720.
24. Neil, G.R., *Industrial applications of the Jefferson Lab high-power free-electron laser*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 1998. **144**(1-4): p. 40-49.
25. Edwards, G.S., et al., *Free-electron-laser-based biophysical and biomedical instrumentation*. Review of Scientific Instruments, 2003. **74**(7): p. 3207-3245.
26. Marsi, M., et al., *Operation and performance of a free electron laser oscillator down to 190 nm*. Applied Physics Letters, 2002. **80**(16): p. 2851-2853.
27. Trovò, M., et al., *Operation of the European storage ring FEL at ELETTRA down to 190 nm*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2002. **483**(1-2): p. 157-161.
28. Bonifacio, R., C. Pellegrini, and L.M. Narducci, *Collective instabilities and high-gain regime in a free electron laser*. Optics Communications, 1984. **50**(6): p. 373-378.

29. Kim, K.-J., *Three-Dimensional Analysis of Coherent Amplification and Self-Amplified Spontaneous Emission in Free-Electron Lasers*. Physical Review Letters, 1986. **57**(15): p. 1871-1874.
30. Milton, S.V., et al., *Exponential Gain and Saturation of a Self-Amplified Spontaneous Emission Free-Electron Laser*. Science, 2001. **292**(5524): p. 2037-2041.
31. Nguyen, D. and J. Schecker, *A Free-Electron Laser*, in *1663 Los Alamos Science and Technology Magazine*. 2010 June: www.lanl.gov.
32. Faatz, B., et al., *Flash II: Perspectives and challenges*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2011. **635**(1, Supplement): p. S2-S5.
33. Shintake, T., et al., *A compact free-electron laser for generating coherent radiation in the extreme ultraviolet region*. Nature Photonics, 2008. **2**(9): p. 555-559.
34. Emma, P., et al., *First lasing and operation of an angstrom-wavelength free-electron laser*. Nature Photonics, 2010. **4**(9): p. 641-647.
35. Ishikawa, T., et al., *A compact X-ray free-electron laser emitting in the sub-angstrom region*. Nat Photon, 2012. **6**(8): p. 540-544.
36. Geloni, G., et al., *Coherence properties of the European XFEL*. New Journal of Physics, 2010. **12**: p. 15.
37. Patterson, B.D., et al., *Coherent science at the SwissFEL x-ray laser*. New Journal of Physics, 2010. **12**: p. 16.
38. Parc, Y.W., et al., *Radiation Size and Divergence at the Hard X-ray Beamline in the PAL-XFEL*. Journal of the Korean Physical Society, 2014. **64**(7): p. 976-981.
39. Yu, L.H., *Femtosecond deep UV pulse by high gain harmonic generation from a chirped seed*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1995. **358**(1-3): p. 74-77.
40. Yu, L.-H., et al., *High-Gain Harmonic-Generation Free-Electron Laser*. Science, 2000. **289**(5481): p. 932-934.
41. Yu, L.H., et al., *First lasing of a high-gain harmonic generation free- electron laser experiment*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a- Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment, 2000. **445**(1-3): p. 301-306.
42. Yu, L.H., et al., *First Ultraviolet High-Gain Harmonic-Generation Free-Electron Laser*. Physical Review Letters, 2003. **91**(7): p. 074801.

43. Lambert, G., et al., *Injection of harmonics generated in gas in a free-electron laser providing intense and coherent extreme-ultraviolet light*. Nature Physics, 2008. **4**(4): p. 296-300.
44. Labat, M., et al., *High-Gain Harmonic-Generation Free-Electron Laser Seeded by Harmonics Generated in Gas*. Physical Review Letters, 2011. **107**(22): p. 224801.
45. Togashi, T., et al., *Extreme ultraviolet free electron laser seeded by high-order harmonic*. Radiation Physics and Chemistry, 2013. **93**: p. 25-32.
46. Allaria, E., et al., *Highly coherent and stable pulses from the FERMI seeded free-electron laser in the extreme ultraviolet*. Nature Photonics, 2012. **6**(10): p. 699-704.
47. Liu, B., et al., *Demonstration of a widely-tunable and fully-coherent high-gain harmonic-generation free-electron laser*. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, 2013. **16**(2): p. 020704.
48. Amann, J., et al., *Demonstration of self-seeding in a hard-X-ray free-electron laser*. Nature Photonics, 2012. **6**(10): p. 693-698.
49. Inagaki, T., et al. *HARD X-RAY SELF-SEEDING SETUP AND RESULTS AT SACLA in FEL2014*. 2014. Basel, Switzerland.
50. Allaria, E., et al., *Two-stage seeded soft-X-ray free-electron laser*. Nature Photonics, 2013. **7**(11): p. 913-918.
51. Stupakov, G., *Using the Beam-Echo Effect for Generation of Short-Wavelength Radiation*. Physical Review Letters, 2009. **102**(7): p. 074801.
52. Xiang, D., et al., *Demonstration of the Echo-Enabled Harmonic Generation Technique for Short-Wavelength Seeded Free Electron Lasers*. Physical Review Letters, 2010. **105**(11): p. 114801.
53. Zhao, Z.T., et al., *First lasing of an echo-enabled harmonic generation free-electron laser*. Nat Photon, 2012. **6**(6): p. 360-363.
54. Xiang, D., et al., *Evidence of High Harmonics from Echo-Enabled Harmonic Generation for Seeding X-Ray Free Electron Lasers*. Physical Review Letters, 2012. **108**(2): p. 024802.
55. Hemsing, E., et al., *Highly coherent vacuum ultraviolet radiation at the 15th harmonic with echo-enabled harmonic generation technique*. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, 2014. **17**(7): p. 070702.
56. Palmer, R.B., *Interaction of Relativistic Particles and Free Electromagnetic Waves in the Presence of a Static Helical Magnet*. Journal of Applied Physics, 1972. **43**(7): p. 3014-3023.

57. Courant, E.D., C. Pellegrini, and W. Zakowicz, *High-energy inverse free-electron-laser accelerator*. Physical Review A, 1985. **32**(5): p. 2813-2823.
58. Wernick, I. and T.C. Marshall, *Experimental test of the inverse free-electron-laser accelerator principle*. Physical Review A, 1992. **46**(6): p. 3566-3568.
59. Liu, Y., et al., *Experimental Observation of Femtosecond Electron Beam Microbunching by Inverse Free-Electron-Laser Acceleration*. Physical Review Letters, 1998. **80**(20): p. 4418-4421.
60. Kimura, W.D., et al., *First Staging of Two Laser Accelerators*. Physical Review Letters, 2001. **86**(18): p. 4041-4043.
61. Kimura, W.D., et al., *Demonstration of High-Trapping Efficiency and Narrow Energy Spread in a Laser-Driven Accelerator*. Physical Review Letters, 2004. **92**(5): p. 054801.
62. Duris, J., et al., *High-quality electron beams from a helical inverse free-electron laser accelerator*. Nat Commun, 2014. **5**.
63. Almási, G., et al., *Lézerfizika Elektronikus tananyag*. TÁMOP-4.1.2.A/1-11/1 MSc Tananyagfejlesztés. 2013: Szegedi Tudományegyetem.
64. Walker, R.P. *Advanced insertion devices*. in *EPAC*. 1994. London.
65. Pernet, P.-L., *A proof-of-principle echo-enabled harmonic generation free electron laser experiment at SLAC*. Master Thesis, 2010.
66. Zholents, A.A. and M.S. Zolotarev, *Attosecond x-ray pulses produced by ultra short transverse slicing via laser electron beam interaction*. New Journal of Physics, 2008. **10**: p. 12.
67. Raubenheimer, T.O., P. Emma, and S. Kheifets. *Chicane and wiggler based bunch compressors for future linear colliders*. in *Particle Accelerator Conference, 1993., Proceedings of the 1993*. 1993.
68. Xiang, D. and G. Stupakov, *Echo-enabled harmonic generation free electron laser*. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, 2009. **12**(3): p. 030702.
69. Zholents, A.A., *Method of an enhanced self-amplified spontaneous emission for x-ray free electron lasers*. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, 2005. **8**(4): p. 040701.
70. Allaria, E. and G. De Ninno, *Soft-X-Ray Coherent Radiation Using a Single-Cascade Free-Electron Laser*. Physical Review Letters, 2007. **99**(1): p. 014801.
71. Jia, Q., *Enhanced high-gain harmonic generation for x-ray free-electron laser*. Applied Physics Letters, 2008. **93**(14): p. 141102.

72. Zholents, A. and G. Penn, *Obtaining two attosecond pulses for X-ray stimulated Raman spectroscopy*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 2010. **612**(2): p. 254-259.
73. Saldin, E.L., E.A. Schneidmiller, and M.V. Yurkov, *Calculation of energy diffusion in an electron beam due to quantum fluctuations of undulator radiation*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1996. **381**(2-3): p. 545-547.
74. Farkas, G. and C. Toth, *PROPOSAL FOR ATTOSECOND LIGHT-PULSE GENERATION USING LASER-INDUCED MULTIPLE-HARMONIC CONVERSION PROCESSES IN RARE-GASES*. Physics Letters A, 1992. **168**(5-6): p. 447-450.
75. Krausz, F. and M. Ivanov, *Attosecond physics*. Reviews of Modern Physics, 2009. **81**(1): p. 163-234.
76. Sansone, G., L. Poletto, and M. Nisoli, *High-energy attosecond light sources*. Nat Photon, 2011. **5**(11): p. 655-663.
77. Zhao, K., et al., *Tailoring a 67 attosecond pulse through advantageous phase-mismatch*. Optics Letters, 2012. **37**(18): p. 3891-3893.
78. Lee, K., et al., *Relativistic nonlinear Thomson scattering as attosecond x-ray source*. Physical Review E, 2003. **67**(2): p. 7.
79. Saldin, E.L., E.A. Schneidmiller, and M.V. Yurkov, *Terawatt-scale sub-10-fs laser technology - key to generation of GW-level attosecond pulses in X-ray free electron laser*. Optics Communications, 2004. **237**(1-3): p. 153-164.
80. Saldin, E.L., E.A. Schneidmiller, and M.V. Yurkov, *A new technique to generate 100 GW-level attosecond X-ray pulses from the X-ray SASE FELS*. Optics Communications, 2004. **239**(1-3): p. 161-172.
81. Zholents, A.A. and W.M. Fawley, *Proposal for Intense Attosecond Radiation from an X-Ray Free-Electron Laser*. Physical Review Letters, 2004. **92**(22): p. 224801.
82. Kumar, S., H.S. Kang, and D.E. Kim, *Generation of isolated single attosecond hard X-ray pulse in enhanced self-amplified spontaneous emission scheme*. Optics Express, 2011. **19**(8): p. 7537-7545.
83. Kumar, S., H.S. Kang, and D.E. Kim, *Attosecond Hard X-ray Free Electron Laser*. Applied Sciences-Basel, 2013. **3**(1): p. 251-266.

84. Zholents, A.A. and G. Penn, *Obtaining attosecond x-ray pulses using a self-amplified spontaneous emission free electron laser*. Physical Review Special Topics- Accelerators and Beams, 2005. **8**(5): p. 7.
85. Ding, Y., et al., *Generation of attosecond x-ray pulses with a multicycle two-color enhanced self-amplified spontaneous emission scheme*. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, 2009. **12**(6): p. 060703.
86. Xiang, D., Z. Huang, and G. Stupakov, *Generation of intense attosecond x-ray pulses using ultraviolet laser induced microbunching in electron beams*. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, 2009. **12**(6): p. 060701.
87. Hacker, K., et al., *Measurements and simulations of seeded electron microbunches with collective effects*. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, 2015. **18**(9): p. 090704.
88. Hacker, K., *Longitudinal space charge assisted echo seeding of a free-electron laser with laser-spoiler noise suppression*. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, 2014. **17**(9): p. 090702.
89. Floettmann, K., *ASTRA: A Space Charge Tracking Algorithm*. DESY, 1997
90. Dohlus, M. and T. Limberg, *CSRtrack Version 1.2, User's Manual* DESY.
91. Reiche, S., *GENESIS 1.3: a fully 3D time-dependent FEL simulation code*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1999. **429**(1–3): p. 243-248.
92. Geer, S.B.V.d. and M.J.D. Loos, *General Particle Tracer: A 3D Code for Accelerator and Beam Line Design*, in *6th European Particle Accelerator Conference*. 1998, Accelerators and Storage Rings: Stockholm, Sweden.
93. Physics, P., *GPT User Manual*. 1988, Flamingostraat 24, 3582 SX Utrecht, The Netherlands.
94. Ackermann, S., et al. *OPTIMIZATION OF HHG SEEDING AT FLASH II*. in *FEL2012*. 2012. Nara, Japan.
95. Honkavaara, K., et al. *STATUS OF THE FLASH II PROJECT*. in *FEL2012*. 2012. Nara, Japan.
96. Feng, G., *HGHG calculation for FLASH2*, in *S2E Meeting 2014*: DESY.
97. Kimura, W.D., et al., *Detailed experimental results for laser acceleration staging*. Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams, 2001. **4**(10): p. 101301.
98. Tibai, Z., et al. *Carrier-Envelope-Phase Stable Linearly and Circularly Polarized Attosecond Pulse Sources*. in *FEL2015*. 2015. Daejeon, South-Korea.

99. Toth, G., et al., *Circularly polarized carrier-envelope-phase stable attosecond pulse generation based on coherent undulator radiation*. Optics Letters, 2015. **40**(18): p. 4317-4320.
100. Jackson, J.D., *Classical Electrodynamics*. 3rd ed. 1999, New York: Wiley.
101. Tóth, G., et al., *Investigation of novel shape-controlled linearly and circularly polarized attosecond pulse sources*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 2016. **369**: p. 2-8.
102. Peralta, E.A., et al., *Demonstration of electron acceleration in a laser-driven dielectric microstructure*. Nature, 2013. **503**(7474): p. 91-94.
103. Leemans, W.P., et al., *GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator*. Nature Physics, 2006. **2**(10): p. 696-699.
104. Herrmann, D., et al., *Generation of sub-three-cycle, 16 TW light pulses by using noncollinear optical parametric chirped-pulse amplification*. Optics Letters, 2009. **34**(16): p. 2459-2461.
105. Leemans, W.P., et al., *Progress on laser plasma accelerator development using transversely and longitudinally shaped plasmas*. Comptes Rendus Physique, 2009. **10**(2-3): p. 130-139.